

INTRODUZIONE ALLA FISICA TECNICA INDUSTRIALE

I giovani Allievi Ingegneri sono spesso portati a pensare che il tema fondamentale della loro specializzazione sia la Meccanica o qualunque altra e a questi insiemi di discipline dedicano molta (spesso anche tutta la loro) attenzione. La giovane età porta spesso a commettere questi errori ed a pensare che una figura professionale possa essere, già nel 2000, monoculturale o che lo spettro delle conoscenze possa restringersi a poche specialità (alcuni chiamano questa tendenza specializzazione). Nulla di più errato!

Prima di tutto un Ingegnere ha un modo di pensare ben preciso e tale da caratterizzarne il comportamento in ogni occasione di vita. Questo modo di pensare è fatto principalmente di capacità logiche organizzative che possono derivare solamente da un'ampia conoscenza di tutte le problematiche scientifiche e tecniche oggi presenti. Non è pensabile che l'Ingegnere Meccanico sappia solo parlare di Meccanica senza rendersi conto che qualunque manufatto oggi venga costruito è sempre più un sistema complesso e pertanto comprensivo di molteplici aspetti disciplinari. Lo stesso vale per qualsivoglia altra specializzazione.

Sono solito portare ad esempio il motore di una automobile. In esso c'è sicuramente un condensato di sapere a tutto campo: Meccanica, Termodinamica, Macchine, Costruzioni di Macchine, Controlli, Tecnologia Meccanica, Materiali, Non si può pensare che la sola conoscenza di una sola disciplina possa portare ad una buona progettazione di un motore. Occorre spaziare culturalmente in ambiti non solo tecnici o tecnologici ma anche, perché no, filosofici ed umanistici.

La Fisica Tecnica è una disciplina di base per tutta l'Ingegneria e fra le più formative dell'intero corso di studi. Il nome apparentemente strano non deve trarre in inganno: esso deriva, storicamente, dalla vecchia impostazione della Scuola di Ingegneria dei primi del '900 quando alla Fisica Teorica e Sperimentale dei primi due anni (il famoso biennio di Ingegneria) si contrapponeva una Fisica Applicata e Tecnica che comprendeva quasi tutte le attuali discipline scientifiche applicative (Meccanica, Macchine, Scienza delle Costruzioni, Elettrotecnica,).

Nel corso dei successivi decenni da questa pangea si sono staccate le varie discipline (oggi

denominate: Meccanica, Macchine, Scienza delle Costruzioni, Elettrotecnica,....) lasciando ancora un raggruppamento enorme (il più vasto dell'Ingegneria) e che va dalla Termodinamica Applicata alla Trasmissione del Calore, alla Fluidodinamica, agli Impianti (sia civili che industriali), alla Termotecnica, all'Energetica, alla Criogenia, all'Acustica Applicata, all'Illuminotecnica, alla Climatologia,...

Di recente, cioè dal 1995, la Fisica Tecnica si è ancora suddivisa in due gruppi disciplinari denominati Fisica Tecnica Industriale e Fisica Tecnica Ambientale. Ciascuno di essi raggruppa ancora ben 15 materie distinte, oltre alla disciplina fondamentale Fisica Tecnica.

Per i Corsi di Laurea in Ingegneria Meccanica, ai quali questo volume è indirizzato, si svolgerà il programma tipico dell'attuale Fisica Tecnica Industriale che, almeno nelle maggiori università italiane, è composto dai seguenti insegnamenti fondamentali:

Termodinamica Applicata

Trasmissione del calore e Moto dei Fluidi

A questi argomenti di base si aggiungono, in alcune università, anche:

Acustica Applicata

Illuminotecnica.

Gli ultimi due insegnamenti sono di solito oggetto anche di corsi annuali specialistici ma presso la Facoltà di Ingegneria di Catania non hanno ancora trovato collocazione propria e pertanto sono inseriti, almeno in versione ridotta, all'interno del programma di Fisica Tecnica in modo da fornire i concetti fondamentali necessari per le applicazioni negli anni successivi, come, ad esempio, per i corsi sulla sicurezza industriale e dei cantieri.

Il grosso del programma è comunque centrato sulla Termodinamica Applicata e sulla Trasmissione del Calore, come avviene nelle altre Facoltà italiane.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

2

Vorrei spendere ancora qualche parola sull'importanza (scientifica e culturale) dello studio di queste discipline per la formazione della sopraccennata Figura dell'Ingegnere. L'Allievo ha cominciato a parlare di Termodinamica fin dalla Scuola Media ma con gradi di approfondimento sempre maggiori (almeno spero!). Già al primo anno di Ingegneria Egli incontra questi argomenti sia nel corso di Fisica Generale I che di Chimica Generale, naturalmente con punti di vista diversi.

È il caso di sottolineare che sono proprio queste diversità dei punti di vista che determinano le diversità culturali. In Fisica si sono studiati gli aspetti teorici (sistemi termodinamici, trasformazioni, ...) di questa che è ancora una Scienza giovane rispetto alle altre. In Chimica si sono

studiati gli aspetti inerenti i sistemi chimici (entalpia di reazione, cinetica chimica, ...). Adesso, per la terza volta, l'Allievo affronterà la Termodinamica partendo dal punto di vista dell'Ingegnere. Non per nulla si parla ora di Termodinamica Applicata (gli anglosassoni usano ancora meglio il termine Engineering Thermodynamics).

Cosa cambia rispetto a prima? Forse niente e forse tutto: non voglio usare una tautologia inutile ma desidero osservare che cambiare il punto di vista significa cambiare solo il punto di osservazione da parte dell'osservatore pur mantenendo invariato l'oggetto. E invero la Termodinamica resta sempre la stessa! Cambia la terminologia, l'impostazione metodologica e culturale e quindi anche il modo di impostare il problema termodinamico.

Un esempio: il Fisico studia l'espansione di un gas in un cilindro, il Chimico si interessa alle variazioni delle sue proprietà chimiche (reazioni), l'Ingegnere si deve preoccupare di portare i gas dentro il cilindro (già, perché sappiamo bene che da solo non ci va!) farlo espandere (magari non più idealmente lungo una isoentropica ma realmente lungo una politropica₁) e poi farlo uscire (si dice scarico) per riversarlo nell'ambiente o in entrata in un altro processo industriale. Quanto detto si chiama anche ingegnerizzazione del problema e non è difficile intuire che nei motori endotermici si fanno proprio le operazioni appena citate.

Potrei subito concludere che le differenze culturali fra i vari punti di vista sono riassumibili in queste poche parole: l'Ingegnere deve fare i conti con la realtà e pertanto tutte le trasformazioni con cui ha a che fare sono ben diverse da quelle ideali immaginate dal Fisico e dal Chimico.

Adesso il sistema termodinamico è aperto₂, le trasformazioni termodinamiche hanno un rendimento di trasformazione rispetto a quelle ideali che deve essere sempre tenuto in conto in quella che è l'attività principale dell'Ingegnere: la progettazione.

Non che il Fisico o il Chimico non sappiano che la realtà porta a risultati ben diversi dalla teoria. Essi considerano disturbi tutti gli effetti della realtà mentre Noi sappiamo che una realtà senza disturbi si chiama immaginazione. Loro idealizzano, Noi realizziamo. In fondo quando si parla di ingegnerizzazione si vuole proprio dire, come sinonimo e/o accezione comune, realizzazione.

In conseguenza di quanto detto l'oggetto del nostro studio non sono le trasformazioni ideali ma quelle reali e per di più finalizzate alle applicazioni: i cicli termodinamici, gli impianti, i macchinari,....

Non è un cambiamento da poco e gli sviluppi, anche filosofici, della

Termodinamica Irreversibile³

degli ultimi tre decenni lo dimostrano inequivocabilmente! Lo studio della Termodinamica non è fine a se

stesso ma trova ampie applicazioni nei corsi di Macchine e di Impianti (sia Termotecnici che Industriali). Una

buona preparazione in Termodinamica consentirà di affrontare i corsi applicativi con buoni risultati.

A partire dall'A.A. 2005-2006 il corso di Impianti Termotecnica viene chiuso per la laurea base e

spostato al secondo anno della laurea specialistica. Pertanto nel capitolo della Psicrometria si parlerà più

a lungo delle applicazioni impiantistiche relative al condizionamento ambientale in modo da fornire agli

Allievi una conoscenza, se pur minima, di questi argomenti che potranno ampliare, se lo vorranno, nel

proseguo dei loro studi..

Qualche parola merita la Trasmissione del calore: si tratta di una disciplina del tutto nuova per

l'Allievo e di estrema importanza per tutta la Scienza e la Tecnica.

¹ Si vedano più avanti le definizioni di queste due trasformazioni termodinamiche.

² Si veda fra poco cosa questo termine significa.

³ Purtroppo non c'è il tempo di affrontare questa tematica di enorme valore scientifico e culturale. Nel proseguo si

faranno solo dei brevi cenni ad integrazione della trattazione classica qui svolta della Termodinamica.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

3 Spesso il notevole apparato matematico utilizzato porta ad un disorientamento

ma si tratta pur

tuttavia di applicazioni di teoremi e regole matematiche che dovrebbero essere già note.

È fondamentale che l'Allievo si renda conto che, qualunque sia il corso di laurea prescelto, sia la

Termodinamica Applicata che la Trasmissione del Calore trattano fenomeni sempre presenti in

qualunque dispositivo (meccanico, elettronico, elettrico, ...). Non si può mai prescindere da queste

implicazioni metodologiche e/o concettuali in tutte le applicazioni!

Anche qui un cenno alle applicazioni può essere utile per acquisire coscienza dell'importanza

degli argomenti. Una centrale termoelettrica o un impianto nucleare di potenza non potrebbero mai

essere realizzati senza la piena conoscenza della Trasmissione del Calore.

Anche i dispositivi elettronici

disperdono calore, eccome!. Basti pensare, ad esempio, quanta potenza termica viene prodotta da un

chip elettronico quale il processore PentiumR. Si hanno circa 100 W prodotti in una superficie di circa

10 x 10 mm². un rapido conto ci porta a calcolare la potenza di 1 m² di superficie di Pentium, ben 100

kW, cioè la potenza elettrica di un condominio di 100 appartamenti.

Raffreddare il PentiumR pone

problemi termotecnici quasi simili a quelli che si hanno per il raffreddamento

delle centrale termoelettriche.

Il clystron (tubo a vuoto utilizzato negli impianti radar) emette una potenza termica di circa 40 kW in un volume di meno di 1 dm³ e quindi con una densità di potenza di 40 MW per m³ paragonabile a quella di un reattore nucleare di potenza!

Un computer di grandi dimensioni (detto anche mainframe) dissipa una potenza termica di 20÷40 kW pari alla potenza di riscaldamento di 4÷8 appartamenti e questo smaltimento di calore risulta fondamentale per il buon funzionamento del computer.

L'evoluzione dell'Architettura degli ultimi decenni (diciamo dagli anni '40 in poi) ha portato ad avere edifici con pareti leggere, strutture in cemento armato e grandi superfici vetrate (interi grattacieli vetrati).

Ebbene questo sistema costruttivo si è rivelato un vero buco termico che obbliga⁴ gli utenti degli edifici ad usare gli impianti di riscaldamento e/o di raffrescamento artificiali con un costo energetico

non indifferente. Oggi circa il 40% dell'energia viene spesa per la climatizzazione degli edifici in Italia e

questa percentuale potrebbe essere notevolmente ridotta se i progettisti conoscessero le leggi della

Trasmissione del Calore ovvero se ci fosse ciò che l'Unione Europea chiama un energy building conscious

design. Ad integrazione di questo volume, separatamente da questo, vi è anche una breve sintesi delle

problematiche degli impianti termotecnici per gli Allievi Meccanici.

Quando, all'inizio di questa introduzione, ho definito la Fisica Tecnica come materia di base

intendevo dire che quanto viene in essa svolto costituisce un patrimonio culturale trasversale alle

specializzazioni e sempre presente nel modo stesso di affrontare i problemi.

Di ciò mi accorgo sempre più ogni volta che affronto un problema con altri colleghi ingegneri:

l'impostazione sistemistica, la visione globale del problema aiuta non poco a trovare la soluzione ottimale.

Rivolgo quindi un invito a studiare la Fisica Tecnica Industriale anche come materia

caratterizzante di quella forma mentis che contraddistingue l'Ingegnere dalle altre figure professionali.

⁴ Fino all'inizio del 'novecento gli impianti tecnici costituivano meno del 3% in valore di un edificio: si avevano (e non sempre!) solo gli scarichi pluviali e fognari e negli edifici importanti anche gli impianti idrici. La grande massa degli edifici in muratura (come si vedrà nel prosieguo) costituiva una difesa naturale dal freddo e dal caldo consentendo di vivere con un basso ricorso ad integrazioni energetiche esterne. Con un braciere o un camino i nostri avi sono sopravvissuti per millenni!

Alla fine del 'novecento abbiamo una incidenza dell'impiantistica sul valore totale degli edifici

che varia, a seconda della destinazione d'uso, dal 30 allo 80% e quindi predominante sul valore delle murature e delle strutture. Si parla di intelligent building per indicare, con un neologismo quasi onomatopeico, un edificio la cui gestione degli impianti (termici, elettrici, informatici, illuminazione, movimentazione,) e talmente complessa da richiedere una rete di computer e controllori elettronici diffusi. Come si vede, l'impiantistica sta assumendo un ruolo sempre più crescente e fondamentale anche in connessione agli accresciuti standard qualitativi di vita (condizioni di benessere) oggi richiesti dai moderni edifici.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

4

1 UNITA DI MISURA E SISTEMI DI UNITA DI MISURA

Nel campo della Scienza e della Tecnica⁵ ci si riferisce a grandezze che possiamo definire come entità (matematiche, fisiche, chimiche,..) affette dalla caratteristica di misurabilità. In effetti è proprio questa caratteristica che consente di fare Scienza (come disse Thompson) e quindi dobbiamo essere in grado di saperne controllare il significato e la definizione. La misura è il rapporto fra una grandezza ed un'altra presa come riferimento. Così, ad esempio, quando misuriamo la lunghezza di uno spigolo di un tavolo facciamo un rapporto fra la lunghezza (entità fisica data dalla proprietà dei corpi di avere un'estensione geometrica) e il metro di riferimento. Pertanto dire 1,55 m vuole dire che la lunghezza dello spigolo misurato equivale ad 1,55 volte quella del metro, inteso come oggetto standardizzato, eguale per tutti, la cui misura è garantita essere eguale a quella di un campione⁶ depositato presso il Museo di Pesi e Misure di Parigi. Il campione di riferimento è detto anche unità di misura della grandezza in esame e ciascuna grandezza fisica, chimica,, ha una unità di misura rispetto alla quale definire la sua misura. È allora chiaro che la grandezza è del tutto indipendente dall'unità di misura: la lunghezza di uno spigolo del tavolo è una proprietà fisica che non dipende dall'unità di misura scelta. Possiamo utilizzare il metro o il pollice ma il concetto di lunghezza resta immutato, cambierà la misura. Sulle grandezze possiamo definire, anche in modo intuitivo, il concetto di omogeneità e di eterogeneità per cui, ad esempio, è lecito sommare grandezze omogenee e non grandezze eterogenee. Possiamo ancora associare il concetto di dimensione ad ogni classe di grandezze omogenee: la dimensione è la proprietà astratta comune a tutte le grandezze della stessa specie (cioè omogenee) che ne caratterizza la classe. Così, ad esempio, si può parlare di dimensione della lunghezza o del volume o della temperatura,.. Solitamente si suole indicare la dimensione di una grandezza racchiudendone il simbolo utilizzato in

parentesi quadre. Ad esempio se L è il simbolo della lunghezza la sua dimensione è $[L]$. Poiché le grandezze sono quasi sempre fra loro correlate da leggi fisiche, non è opportuno definire unità di misura diverse per ciascuna grandezza ma si può creare un collegamento di tipo fisico-matematico fra alcune grandezze assunte come fondamentali e le altre dette grandezze derivate.

L'insieme di grandezze fondamentali viene di solito scelto in modo coerente ed indipendente e

tale da definire un Sistema di Unità di Misura da cui derivare tutte le altre grandezze derivate (dette

anche grandezze dipendenti). Le grandezze fondamentali debbono essere scelte in modo tale che risultino

effettivamente indipendenti fra loro e che non ci siano ridondanze. Tutte le grandezze derivate debbono

avere un collegamento fisico con una o più grandezze fondamentali.

Il Sistema di Unità di Misura cui si farà riferimento è il Sistema Internazionale (SI) adottato da

tutti gli Stati che aderiscono alla Conferenza Internazionale dei Pesi e Misure, fra cui l'Italia. Esso è

obbligatorio ed è solo utilizzabile per effetto del DPR del 1982 che punisce con ammende da L.

500.000 fino a L. 1.500.000 ogni infrazione. Esso prevede le seguenti grandezze fondamentali (si citano

qui solamente quelle che possono avere collegamenti diretti con il contenuto del Corso):

SISTEMA INTERNAZIONALE (SI)

1 - Lunghezza Simbolo L Unità di misura metro simbolo m

2 - Massa Simbolo M Unità di Misura chilogrammo simbolo Kg

3 - Tempo Simbolo t Unità di Misura secondo simbolo s

4 - Temperatura Simbolo T Unità di misura grado Kelvin simbolo K

5 - Corrente Simbolo I Unità di Misura Ampere simbolo A

Tabella 1: Unità fondamentali del Sistema Internazionale

⁵ Quanto svolto in questo capitolo è, di norma, argomento fondamentale dei corsi di Fisica. Se ne riprendono in

questa sede i concetti principali per comodità degli Allievi.

⁶ Le nuove definizioni operative delle unità di misura consentono ai laboratori primari di ottenere un riferimento

esatto senza dover ricorrere al campione depositato. Negli ultimi anni si sono avute definizioni operative diverse da quelle qui

riportate e che si omettono per semplicità. L'allievo sappia, ad esempio, che il metro è definito come la lunghezza percorsa dalla

luce nel vuoto nel tempo di $1/299792458$ secondi. Il secondo è definito come la durata di 9192631770 periodi della radiazione

corrispondente alla transizione tra due livelli iperfini dello stato fondamentale dell'atomo di Cesio 133. Come si può ben vedere si tratta di

definizioni specialistiche che consentono di riprodurre il campione localmente avendo, però, un laboratorio specializzato.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

5 Il SI deriva direttamente dal vecchio Sistema MKSA (

Metro, chilogrammo,

secondo, Ampere) e ne

definisce le modalità di campionatura delle unità fondamentali in modo più

operativo e più facilmente
riproducibile in laboratorio. Esistono altri sistemi di unità di misura ancor'oggi
usati sia nella Tecnica
che nei paesi anglosassoni. Qui si citano brevemente perché utili nelle
applicazioni tecniche.

SISTEMA TECNICO DEGLI INGEGNERI (ST)

6 - Lunghezza Simbolo L Unità di misura metro simbolo m

7 - Peso Simbolo P Unità di Misura chilo-peso simbolo kg_p

8 - Tempo Simbolo t Unità di Misura secondo, ora simbolo s, h

9 - Temperatura Simbolo T Unità di misura grado Celsius simbolo $^{\circ}C$

10 - Corrente Simbolo I Unità di Misura Ampere simbolo A

Tabella 2: Unità fondamentali del Sistema Tecnico

La caratteristica di questo Sistema di Unità di Misure, ancora usatissimo nella
applicazioni

pratiche, e di avere scelto il Peso al posto della Massa come grandezza
fondamentale. La Massa risulta,

pertanto, una grandezza derivata e pari al Peso/Accelerazione_{gravita} ($g=9,81$
m/s). Ma la diversità di

questo Sistema di Unità di Misura non consiste solo in questa sostituzione: gli
effetti sulle unità derivate

sono numerosi e in alcuni casi strani per cui è opportuno prestare sempre il
massimo di attenzione

quando si incontrano unità di misura di questo sistema. Fra le cose più strane e
che in parte derivano

dalla vecchia impostazione della Termodinamica citiamo quella di avere unità di
misura diverse per

l'Energia meccanica (kgm), elettrica (Joule) e l'energia termica (kcal) e così
pure per le unità di misura della

Potenza meccanica (CV), elettrica (kW) e termica (kcal/h). Definizioni multiple si
hanno pure per la

pressione (kgp/m^2), oppure (kgp/cm^2) detta anche atmosfera tecnica e mm.ca
equivalente a (kgp/m^2).

SISTEMA ANGLOSASSONE FISICO (SA)

11 - Lunghezza Simbolo L Unità di Misura inch simbolo in

12 - Massa Simbolo M Unità di Misura libbra simbolo lb

13 - Tempo Simbolo t Unità di Misura secondo simbolo s

14 - Temperatura Simbolo T Unità di misura grado Fahrenheit simbolo $^{\circ}F$

15 - Corrente Simbolo I Unità di Misura Ampere simbolo A

Tabella 3: Unità fondamentali del Sistema Anglosassone

e utile ricordare i fattori di conversione delle grandezze fondamentali
anglosassoni:

Grandezza Unità di Misura SA Unità di Misura SI

Massa Libbra (lb) 0,4536 kg

Lunghezza Pollice (in) 0,0254 m

Temperatura Grado Fahrenheit ($^{\circ}F$) $(^{\circ}F-32)*5/9$ $^{\circ}C$

Tabella 4: Alcune corrispondenze fra grandezze nei sistemi di misura

Durante il prosieguo del corso si daranno le definizioni delle grandezze derivate
più importanti

per la Termodinamica e la Termotecnica nei vari Sistemi di Misura indicati.

1.1 CONVERSIONE DELLE UNITÀ DI MISURA PIÙ RICORRENTI

L'esperienza nell'insegnamento di queste materie mi porta ad osservare una

difficolta sensibile da parte degli Allievi per le unita di misura e le loro conversioni nei sistemi piu ricorrenti.

In genere l'unita di misura e vista come una specie di scocciatura da aggiungere ai valori numeri che vengono fuori dai calcoli senza rendersi conto che esse rivestono un'importanza fondamentale nelle scienze applicate.

Il numero puro e quasi sempre una astrazione matematica e sono proprio i matematici che sono soliti prescindere dal significato di una grandezza.

Per i matematici una variabile x puo essere tutto cio che si desidera, una lunghezza, una massa, una carica elettrica,

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

6

A loro non importa nulla del significato che Noi attribuiamo ad una grandezza tanto e vero che

i matematici affrontano le equazioni in modo cosi asettico da inventare una nuova Fisica detta Fisica

Matematica nella quale le equazioni non hanno alcun legame con la realta ma rappresentano

solamente legami funzionali di tipo matematico che possono (ma ai matematici non interessa neanche questo) avere significato fisico reale.

Nel campo delle applicazioni scientifiche, di cui l'Ingegneria e l'Architettura sono importantissimi

riferimenti, le grandezze sono fortemente legate alla realta e pertanto sono sempre affette da dimensioni

e quindi debbono essere seguite da unita di misura: 5 metri sono cosa ben diversa da 5 kg e cosi puri da 5 kW o altro ancora.

Non basta, quindi, scrivere i valori numeri delle variabili di calcolo ma occorre sempre farli

seguire dall'indicazione di cosa esse rappresentano, cioe dalle unita di misura che sono, in pratica, il loro

nome e cognome. A complicare le cose si hanno unita di misura diverse per sistemi di misura diversi, con

riferimento a grandezze omogenee.

Cosi 7 N non sono equivalenti a 7 kg_f o a 7 lb. Ne segue l'importanza di riferirsi sempre ad unita

di misura omogenei e coerenti onde evitare errori grossolani nei risultati. E agli errori grossolano

possono seguire anche enormi catastrofi!

Spero allora che questo paragrafo sia letto con la necessaria attenzione e tenuto sempre in

evidenza durante i calcoli proprio per evitare errori dannosi e/o potenzialmente pericolosi.

Tabella 5: Unita di misura per la Forza

Unita di misura N kgf lbf

N 1 0.102 0.225

Kgf 9.806 1 2.205

lbf 4.44 0.4536 1

Tabella 6: Unità di misura per la Pressione

Unità di misura Pa at bar

Pa 1 1.02 10⁻⁵ 10⁻⁵

at 98066.5 1 0.980665

bar 10⁵ 1.02 1

Tabella 7: Unità di misura per l'Energia

Unità di misura J kgf.m kWh kcal

J 1 0.102 2.78 10⁻⁷ 0.2388 10⁻³

kgf.m 9.80665 1 2.72 10⁻⁶ 2.34 10⁻³

kWh 3.6 10⁶ 3.6 10⁵ 1 632.4

kcal 4186.8 426.9 0.735 1

Tabella 8: Unità di misura per la Potenza

Unità di misura W kgf.m/s CV kcal/h

W 1 0.102 1.36 10⁻³ 0.85984

kgf.m/s 9.80665 1 1.33 10⁻² 8.432

CV 735.5 75 1 632.4

Kcal/h 1.163 0.1186 1.58 10⁻³ 1

1.2 COSTANTI FISICHE NOTEVOLI ED UNIVERSALI

Spesso nelle applicazioni tecniche occorre ricordare alcune costanti fisiche importanti o

universal⁷. Pertanto nella tabella seguente si ha un elenco fra le costanti di maggior interesse.

⁷ Cioè che si riferiscono a Leggi fisiche fondamentali, quali la costante dei gas perfetti, il Numero di Avogadro, ...-

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

7

Costante universale dei gas perfetti $R^*=8.31445$ kJ/kmol.K

Numero di Avogadro $N=6.02293 \cdot 10^{26}$

Volume molare del gas ideale (1 atm, 273.15 K) $V=22.4139$ m³/kmol

Costante di Boltzmann $k=1.38045 \cdot 10^{-23}$ J/K

Costante di Stefan Boltzmann $\sigma=5.67051 \cdot 10^{-8}$ W/(m²K⁴)

Costante di Planck $h=6.62517 \cdot 10^{-34}$ Js

Velocità della luce nel vuoto $c=2.997925 \cdot 10^8$ m/s

Prima costante della radiazione (Planck) $c_1=2\pi hc^2= 3.7417749 \cdot 10^{-16}$ Wm²

Seconda costante della radiazione (Planck) $c_2=hc/k= 0.01438769$ m K

Accelerazione di gravità standard $g= 9.80665$ m/s²

Tabella 9: Alcune costanti universali

1.3 VALORI COMUNI DI ALCUNE PROPRIETÀ TERMOFISICHE DEI CORPI

Sempre più spesso mi accorgo che gli Allievi Ingegneri ed Architetti al 3° o al 4° anno del loro

corso di studi rimangono paralizzati dinanzi alla richiesta di alcuni valori comuni di uso pratico comune

nella Fisica Tecnica, nella Termotecnica e nell'impiantistica in generale. Non capisco per quale motivo

la densità dell'acqua o il suo calore specifico a pressione costante debbono essere causa di notti insonni.

Eppure fin dalla scuola media questi valori sono definiti in modo chiaro ed inequivocabile, senza

contare il fatto che prima di arrivare al 3° anno c'è sempre uno o due corsi di Fisica Generale che questi

valori necessariamente li definisce. Spero che anche questa tabella sia tenuta

nella necessaria

considerazione per il prosieguo di questo testo.

Dati caratteristici dell'acqua

Densità (massa specifica) dell'acqua a 0 °C 1000 kg/m³

Volume specifico dell'acqua a 4 °C 0.001 m³/kg

Calore specifico a pressione costante dell'acqua a 0 °C 4.186 kJ/kg.K

Calore specifico a pressione costante del vapore d'acqua a 0 °C 1.92 kJ/kg.K

Calore latente di vaporizzazione dell'acqua a 0 °C 2501 kJ/kg

Viscosità cinematica dell'acqua a 0 °C 1.02 10⁻⁶ m²/s

Tabella 10: Alcune proprietà dell'acqua

Dati caratteristici dell'aria

Densità (massa specifica) dell'aria a 0 °C 1.29 kg/m³

Volume specifico dell'aria a 0 °C 0.776 m³/kg

Calore specifico a pressione costante a 0 °C 1.005 kJ/kg.K

Tabella 11: Alcune proprietà dell'aria

Nei manuali specializzati sono riportati i dati termotecnici ed entalpici relativi a vari fluidi di

lavoro (acqua, vapore, aria, freon vari ...) e ad essi si rimanda per un riferimento più approfondito e

completo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

8

2 INTRODUZIONE ALLA TERMODINAMICA CLASSICA

La Termodinamica è scienza relativamente giovane e pur tuttavia antica nell'immaginario collettivo.

Non è facile parlare della Termodinamica senza cadere nella tentazione di un più ampio ragionamento che

coinvolga anche aspetti cognitivi, filosofici e scientifici in generale.

Spesso gli Allievi si chiedono perché studiare la Termodinamica all'interno di piani di studio sempre

più specializzati e che cercano di soddisfare le esigenze formative nei vari settori dell'Ingegneria. I

principi, i gas ideali, le trasformazioni, ..., tutto sembra fuori dal tempo e dall'interesse diretto degli

Allievi. Meglio parlare di motori direttamente, di impianti o di qualsivoglia applicazione, perché

impegnarsi in una materia apparentemente priva di interesse immediato?

In queste pagine introduttive vorrei rispondere, per quanto mi è possibile, ai dubbi e alle

legittime domande degli Allievi. Mi si lasci il tempo di una breve ma significativa osservazione.

Possiamo osservare tutti i giorni quali grandi sviluppi abbia avuto l'informatica e con essa lo

sviluppo di software di aiuto alla progettazione (CAD). Ebbene con i moderni CAD possiamo risolvere

problemi molto complessi che solo qualche anno addietro sembravano insormontabili.

Possiamo addirittura costruire un laboratorio virtuale di progettazione senza costruire nulla di

reale. Ebbene non esiste un solutore generalizzato di problemi termodinamici per il semplice motivo che

questi non sono risolvibili con algoritmi generalizzati e/o prevedibili. Abbiamo

anche un dimostratore di teoremi⁹ matematici ma non siamo in grado di avere un solutore termodinamico.

I motivi di questa anomalia derivano sia dalla complessità concettuale della Termodinamica (per cui ogni problema ha storia a se, diversa dagli altri) sia dalla natura della Termodinamica. Non è possibile risolvere un problema di termodinamica se non si conosce la termodinamica e non si conosce la termodinamica se non la si è capita in ogni passaggio fisico matematico. La Termodinamica è una sorta di filosofia che ci insegna a capire i problemi della vita e a risolverli. Essa ci pone domande spesso

complesse e risponde ai tanti perché della nostra vita.

In questa sede si facciamo alla cosiddetta Termodinamica Classica la cui trattazione risulta più

aderente agli sviluppi storici di questa disciplina. All'inizio del novecento, per iniziativa di Karatheodory, si

e avuta una nuova formulazione della Termodinamica detta Assiomatica.

Questa si basa sull'affermazione

di alcuni postulati da cui vengono derivate tutte le leggi della Termodinamica, alla stregua di quanto viene

fatto, ad esempio, in Analisi Matematica.

In pratica così come la Termodinamica Classica si basa sui Principi della Termodinamica per i suoi

sviluppi la Termodinamica Assiomatica si basa su postulati (probabilmente di minore effetto visivo, nel senso di

minore significato fisico apparente) per derivare i suoi teoremi.

L'approccio della Termodinamica Assiomatica è comunque più matematico e spesso fa perdere di

vista, soprattutto ai neofiti, i profondi significati fisici che le varie relazioni sottendono. Va comunque

detto che gli sviluppi attuali della Termodinamica sono quasi tutti nel campo della Termodinamica

Irreversibile, nata con gli studi di Ilya Prigogine nella seconda metà del novecento, nella quale si fa largo

uso delle metodologie della Termodinamica Assiomatica.

Si osservi ancora che oggi lo studio di buona parte della Termodinamica Irreversibile riguarda i

fenomeni di Trasmissione del Calore che vengono impostati come se si stesse parlando di una nuova

Scienza. In realtà la Trasmissione del Calore è un esempio mirabile di trasformazioni reali irreversibili e

pertanto la Trasmissione del Calore (o più in generale i Fenomeni di Trasporto di massa e/o energia) sono

un'applicazione di Termodinamica Irreversibile.

⁸ Oggi abbiamo la possibilità, ad esempio, di utilizzare codici di calcolo fluidodinamici del tipo multiphysics che

consentono di risolvere più problemi di diversa natura contemporaneamente e in sovrapposizione. Ad esempio si può

simulare un problema per ottenere le distribuzioni delle linee di flusso e successivamente risolvere, su queste, problemi di

diffusione e/o di combustione e altro ancora. Di questo argomento si parlerà a proposito della

Trasmissione del Calore e dei
metodi numerici per la convezione termica.

9 Mediante la Set Theory si è pervenuto ad un algoritmo che riesce a dimostrare la veridicità dei
teoremi matematici.

Il linguaggio di programmazione SETL (Set Theory Language) è capace di verificare fondatezza
logica dei teoremi di
matematica o in genere di logica.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

9 Storicamente si dice che fu proprio l'introduzione dell'equazione di Fourier
(1822) sulla

conduzione termica ($dQ = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right) dS dt$ (della quale si parlerà estesamente
nello studio della Trasmissione del

Calore) che iniziò a sconvolgere il mondo scientifico dell'ottocento: essa, infatti,
indica un effetto (il calore

trasmesso Q) derivato da una causa (il gradiente di temperatura dt/dn) che
rappresenta una condizione di

non equilibrio termodinamico del sistema.

Di equazioni formalmente analoghe a quella di Fourier ne sono state trovate
altre in vari settori

della Fisica (la legge di Ohm per l'Elettrodinamica, l'equazione di Bernoulli per il
Moto dei Fluidi,

l'equazione di Fick per la Diffusione, ..) e ciò ha contribuito a prendere
coscienza che la dinamica dei

sistemi è dovuta alle irreversibilità che la generano.

In base ai risultati didattici non proprio esaltanti avuti in alcuni anni di
insegnamento della

Termodinamica Assiomatica, ho ritenuto opportuno impostare questo corso in
modo classico per ottenere

una migliore risposta da parte degli Allievi Ingegneri. I risultati di ormai circa 30
anni di insegnamento

mi hanno dato ragione.

La Termodinamica è probabilmente nota, anche a livello inconscio, fin
dall'antichità (età del

fuoco) e certamente è fra le conoscenze che più ha influenzato la vita e la
civiltà dell'uomo. Ma le idee

scientifiche sulla Termodinamica non sono state subito chiare, anzi per millenni
si sono ipotizzate

teorie semplificative e semplicistiche che hanno allontanato la vera
comprensione dei fatti fisici.

Solo dopo la seconda metà del secolo scorso si è potuto fare chiarezza (grazie
agli studi di

Thompson, Gibbs, Carnot, ...) sulla Termodinamica così come oggi la
intendiamo.

Fino a quando le idee erano confuse i fenomeni termodinamici venivano
interpretati mediante la

teoria del fluido calorico che immaginava il calore come un fluido interno ai
corpi e che da questi veniva

travasato in altri corpi (o riceveva fluido da altri corpi).

Oggi sappiamo, ad esempio, che il passaggio di calore per semplice strofinio
delle mani non è più

giustificabile alla luce della teoria del calorico e ancora che il calore è una
forma di energia come lo sono

l'energia cinetica, potenziale, elettrica, chimica, nucleare,...

Va osservato, tuttavia, come ancora oggi si utilizzino termini tecnici e scientifici che traggono origine dalla visione ottocentesca della Termodinamica. Si pensi alla Calorimetria, al potere calorifico, al calore specifico,...

Inoltre l'impostazione della Termodinamica è quasi del tutto energetica e nelle applicazioni tecniche si parla quasi esclusivamente di bilanci energetici mentre gli sviluppi recenti hanno dimostrato che è opportuno parlare di exergia (cioè di energia massima utilizzabile) in una trasformazione termodinamica.

Si vedrà nel prosieguo un accenno su questa teoria.

Prima di affrontare gli argomenti previsti in programma e però opportuno fare un'ultima osservazione: la Termodinamica non è solo la scienza che parla del calore, come spesso la si vuole intendere in modo riduttivo.

Essa si occupa di tutte le trasformazioni¹⁰ che interessano i sistemi e quindi anche di fenomeni che, solo per abitudine o pura comodità di studio, siamo abituati a classificare in altre discipline, ad esempio i fenomeni elettrici, chimici, meccanici, nucleari,...

In questo Corso, pertanto, ci occuperemo solamente di trasformazioni termiche dei sistemi termodinamici ma solo per non ampliare eccessivamente il nostro campo di interesse.

Si vedrà, però, che nelle equazioni di bilancio energetico che scriveremo comparirà sempre un termine generico che terrà conto di altre forme di energia.

Spesso lo trascureremo per semplicità o perché non interessati a quella forma di scambio energetico.

¹⁰ Si parlerà più diffusamente nel prosieguo sul significato di trasformazione.

2.1 GRANDEZZE MICROSCOPICHE E MACROSCOPICHE

2.1.1 LA TRASFORMAZIONE TERMODINAMICA

In questo paragrafo si presenta il metodo di studio che si utilizza nella Termodinamica per l'analisi dei problemi reali e si illustra un concetto fondamentale, la trasformazione termodinamica.

Si può dire che la Termodinamica studia la realtà, cioè studia la materia che la compone e le trasformazioni¹¹ che subisce.

Definiremo trasformazione termodinamica tutto ciò che porta a variare uno o più dei parametri

termodinamici che fra poco saranno definiti. Prima di proseguire, però, è opportuno osservare anche

che nel momento in cui nasce una trasformazione nasce anche il tempo. Una semplice osservazione può farci riflettere sull'importanza di quanto appena detto:

se consideriamo l'equazione del moto $\Delta s = v \times \Delta t$ si osserva subito che se $v = 0$ anche lo spazio percorso è nullo. Ma è anche vero che $\Delta t = \Delta s / v$
 $\Delta = \Delta$ e cioè che senza movimento non si ha evoluzione del tempo!
In senso figurato, ad esempio, Noi associamo al movimento del pendolo la metafora ossia il concetto stesso di tempo. Quindi trasformazione termodinamica ed evoluzione temporale sono fortemente correlati: una trasformazione termodinamica rappresenta l'evoluzione stessa del sistema termodinamico e quando inizia una trasformazione termodinamica inizia anche un tempo¹³ associato ad essa.

Un sistema termodinamico in trasformazione (o in evoluzione) e un sistema vivo per il quale si definisce il suo tempo. Si può allora pensare che l'inizio assoluto del tempo sia quello del noto big bang dell'Universo. E può anche essere (possiamo solo immaginarlo) che ci siano stati più big bang e che quindi si siano originati più tempi assoluti. Chi può dirlo? Di fatto ciò che Platone definiva "il comune senso del prima e del dopo" altro non è che un indicatore sequenziale di trasformazioni termodinamiche (in senso lato): questo indicatore è normalmente assunto come variabile abbinata allo spazio per definire un universo spazio-temporale fisicamente determinato.

2.1.2 GRANDEZZE TERMODINAMICHE INTERNE ED ESTERNE

Se consideriamo una massa di materia sappiamo già che essa è formata da innumerevoli particelle (atomi o molecole poliatomiche) che sono organizzate più o meno ordinatamente in reticoli cristallini (solidi) o che possono variare la loro disposizione assumendo il volume del contenitore (fluidi).

È opportuno, a questo punto, soffermarsi in alcuni concetti fondamentali riguardanti l'idea della precisione assoluta e cioè dell'idea di potere conoscere con precisione posizione e velocità delle singole particelle elementari. L'idea di calcolare in modo esatto ogni grandezza fisica fa parte della formazione filosofica del mondo occidentale.

Già da Newton e Lagrange (famosa è l'affermazione di quest'ultimo "datemi un punto e le sue condizioni iniziali che potrò prevederne la sua evoluzione all'infinito") gli scienziati e i filosofi avevano accettato come possibile e realistica la teoria deterministica secondo la quale tutto è scientificamente determinabile e prevedibile purché se ne conosca la legge fisica. In realtà le cose non sono andate esattamente così come Newton e Lagrange prevedevano. Basti pensare che il problema dell'attrazione di tre corpi è tuttora

¹¹ La prima legge della dinamica ci dice che un corpo senza interazioni esterne mantiene il suo

stato di quiete o di moto. L'assenza di una qualunque interazione, quindi, presuppone una realtà statica ed immutabile. Dire che la Termodinamica studia le trasformazioni dei sistemi reali equivale anche a dire che studia la vita stessa dei sistemi termodinamici. La trasformazione termodinamica (in senso lato) dovuta alle interazioni fra sistemi e condizione necessaria, come ha dimostrato Ilya Prigogine, per avere evoluzione temporale e quindi per avere la vita. Ad ogni modo il concetto di trasformazione viene meglio approfondito in questo paragrafo.

¹² Si considera in questa sede una forma elementare della legge di moto a solo scopo euristico.

¹³ Il tempo è considerata una variabile fisica e come tale misurabile con strumenti adeguati. Il tempo di riferimento

internazionale (ora del meridiano di Greenwich) e un tempo fittizio definito proprio per potere effettuare confronti e

misure. Non sfugga all'Allievo come la nascita del tempo con l'inizio di una trasformazione sia un concetto ben diverso dal

tempo (eguale per tutti) convenzionale sopra indicato. Possiamo facilmente convincerci di quanto detto osservando che la

nostra percezione del tempo dipende dal nostro stato d'animo e cioè dall'insieme delle trasformazioni del nostro corpo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

11

irrisolto. Quando un sistema diventa complesso nasce una sorta di impossibilità materiale a risolverlo

in modo deterministico¹⁴. Nella prima metà del 'novecento le teorie di Planck, Heisenberg, Einstein, ... hanno

sconvolto il mondo della Fisica e della Filosofia (nasce proprio in questo periodo con la Scuola di

Vienna l'Epistemologia) codificando in modo matematico (e quindi, in modo apparentemente

contraddittorio, deterministico) l'indeterminazione (vedasi il Principio di indeterminazione di Heisenberg).

La nostra conoscenza non può contemporaneamente risolvere due infinitesimi: non si possono

rivelare frazioni di energia piccolissime in frazioni di tempo piccolissime.

L'indeterminazione fisica ha

portato a risolvere fenomeni complessi quali, ad esempio l'effetto tunnel nei semiconduttori e la teoria

ondulatoria della materia.

Si tratta di tematiche di grandissimo interesse filosofico (nel senso della conoscenza della realtà) oltre che scientifico.

Non voglio qui estendere oltre la discussione per la quale rimando (caldamente!) ai testi specializzati

di Fisica ed Epistemologia contemporanea. Desidero aggiungere, a completamento di questa non breve

osservazione, che dal 1965 un matematico iraniano, L. Zadeh, ha introdotto una nuova teoria (oggi

prorompente nella scena scientifica) detta fuzzy logic. In essa si definiscono variabili incerte, dette appunto

fuzzy, che non hanno un valore unico (deterministico) ma possono assumere un intervallo di valori

secondo una legge di variazione detta membership function.

Di simili grandezze è piena la realtà quotidiana in tutti i campi ed anzi il

linguaggio lessicale

dell'Uomo e costituito proprio da questo tipo di definizioni: caldo, freddo, bello, più caldo, meno freddo,

sono proprio definizioni incerte (fuzzy) del nostro vivere quotidiano.

Ebbene anche con queste grandezze non rispondenti alla normale Aritmetica si può fare Scienza.

L. Zadeh ha proposto una nuova teoria di calcolo detta Fuzzy Set Theory capace di risolvere operazioni

logico-matematiche con questo tipo di variabili incerte.

La filosofia orientale caratterizzata da un possibilismo innato ha avuto una grossa rivincita sulla

filosofia occidentale permeata dall'idea della precisione e del determinismo quasi assoluto. Zadeh giustifica

l'introduzione della sua teoria fuzzy osservando che al crescere della complessità dei sistemi

diminuisce la precisione e pertanto non risulta possibile fare osservazioni significative circa il

comportamento del sistema stesso.

In questi ultimi anni si stanno evolvendo nuove metodologie di analisi dei problemi tecnoscientifici

alla luce della fuzzy logic. E non solo questa teoria caratterizza l'evoluzione odierna della

Scienza, altre metodologie di studio (vedansi le reti neurali, gli algoritmi genetici, gli automi cellulari, ...) si

sono affacciate all'orizzonte scientifico e si propongono prepotentemente come le nuove matematiche

degli anni futuri.

Dovremo abituarci a nuove definizioni e ad un nuovo modo di operare che proprio

dall'incertezza delle variabili (e quindi della conoscenza) trae vantaggio operativo. In fondo anche la

Termodinamica Irreversibile e conseguenza di disequazioni (e quindi incertezza).

Alla luce di quanto sin qui detto l'idea di voler controllare in modo esatto il mondo microscopico

della materia appare solo un'illusione matematica che solo la fantasia dell'Uomo riesce ad immaginare.

Se volessimo studiare esattamente (in senso newtoniano e lagrangiano) il mondo microscopico interno

della materia potremmo immaginare di scrivere le equazioni di equilibrio meccanico (dette equazioni di

Lagrange o anche le Hamiltoniane) per ciascun atomo della materia e risolvere il sistema di equazioni con

riferimento ad una terna di riferimento inerziale di tipo lagrangiano.

Teoricamente siamo in grado solo di immaginare una simile operazione ma non possiamo neppure

minimamente realizzarla nella pratica. Basti pensare all'elevatissimo numero di particelle elementari che

compongono la materia (in una grammo molecola ci sono un numero di molecole pari al Numero di Avogadro cioè

$6.03 \cdot 10^{26}$) per comprendere come sia materialmente impossibile una soluzione

esatta del problema in un dato istante.

¹⁴ Oggi sappiamo che un sistema complesso genera caos e quindi indeterminabilità.
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

12

Probabilmente e con certe approssimazioni un discorso del genere si può fare per i gas estremamente rarefatti (e quindi con relativamente piccoli numeri di particelle) ma non certo per le applicazioni usuali della Scienza e della Tecnica.

La Termodinamica consente di affrontare il problema dello studio delle trasformazioni della materia in modo realistico, globale e senza la presunzione di voler sapere tutto di tutte le particelle che compongono la materia.

Questo approccio globale si basa sull'analisi di alcune variabili facilmente accessibili dall'esterno

del sistema termodinamico (vedi nel prosieguo la definizione analitica) quali, per sistemi monofasici, la temperatura T , il volume V , la pressione p , il numero di moli N .

Proprio perché tali grandezze possono essere misurate dall'esterno esse vengono dette

macroscopiche (cioè riferite all'intero sistema e non ad una sola particella) esterne (e non riferite alle evoluzioni delle singole particelle interne al sistema).

La Termodinamica Quantistica¹⁵ si interessa più esplicitamente delle singole particelle che sono poi

studiate con più dettaglio dalla Fisica Atomica e dalla Fisica Nucleare.

Nell'ambito di questo corso si farà poco riferimento a variabili microscopiche interne (campo

elettivamente della Fisica Teorica e della Chimica) ma fin da adesso si vuole sottolineare che le variabili

macroscopiche esterne sono legate in modo diretto alle variabili microscopiche interne. Ad esempio, con

riferimento alla Teoria cinetica dei gas (nota agli Allievi da precedenti corsi), sappiamo che la pressione è data

dalla variazione media della quantità di moto di tutte le particelle del gas ideale, che la temperatura è un

indicatore dell'energia cinetica delle particelle e che il volume è proporzionale al cammino libero medio

delle particelle.

Certamente le cose si complicano (e non poco!) se ci riferiamo ai liquidi e ai solidi per i quali i

modelli divengono più complessi.

Ci chiediamo adesso: come è possibile con poche grandezze esterne (p, V, T) caratterizzare il comportamento di

un intero sistema¹⁶ termodinamico? La risposta a questa domanda ci viene data proprio dalla

Termodinamica.

Vedremo nel prosieguo le leggi fondamentali in funzione di queste variabili macroscopiche valide

per tutti i corpi. Le esperienze ormai secolari in questo campo confermano

queste leggi e pertanto anche l'impianto scientifico e filosofico restano confermati. E' un successo scientifico e culturale importantissimo: in nessuna disciplina, infatti, si riesce a conoscere così bene il comportamento della realtà con così poche informazioni (le variabili macroscopiche esterne, appunto) come succede con la Termodinamica. E' questo uno dei valori didattico-culturali fondamentali dello studio di questa disciplina.

2.2 CENNI STORICI DELLA TERMODINAMICA CLASSICA

Prima di passare ad una breve presentazione storica della Termodinamica è opportuno che l'Allievo abbia presente il metodo scientifico che l'Uomo ha sempre seguito per la conoscenza. Alla base delle discipline fisiche vi è sempre l'osservazione della Natura. Alcune osservazioni non sempre sono spiegate mediante teorie fisiche¹⁷ ed allora le si ritiene indimostrabili e valide fino a quando non si dimostra il contrario.

¹⁵ L'Allievo osserverà che si utilizzano spesso attributi particolari associati alla Termodinamica per caratterizzare un particolare punto di vista. Così si parla di Termodinamica Quantistica quando ci si riferisce a sistemi per i quali valgono le leggi quantistiche, si parla di Termodinamica Atomica e di Termodinamica nucleare se ci si riferisce al mondo atomico o al mondo nucleare. Non ci si deve lasciare fuorviare da queste definizioni: la Termodinamica è unica e studia tutte le trasformazioni della materia, qualunque sia la scala di osservazione. In realtà il principio cesareo "divide et impera" vale anche nello studio delle discipline scientifiche e il suddividere un problema complesso in tanti problemi più semplici (cioè facendo una analisi del problema complesso) serve all'Uomo a trovare più facilmente la soluzione. Questa sorta di suddivisione specialistica e, quindi, una nostra necessità operativa e non una qualità assoluta della Termodinamica.

¹⁶ Si veda fra poco come definire un Sistema termodinamico.

¹⁷ Si ricordi che una Teoria Fisica è un insieme di principi che si ritengono validi senza necessità di dimostrazione e mai smentiti dalle osservazioni sperimentali e di leggi tali da costituire un modello di conoscenza per altre leggi fisiche. Si

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

13

Queste leggi fisiche non dimostrate sono detti principi e costituiscono (metodologicamente) l'analogo dei postulati della Matematica. A differenza della Fisica, i postulati sono teorici e vengono assunti come base di partenza per teorie matematiche che non debbono necessariamente legarsi alla realtà (ad esempio, si ricordano i postulati di Euclide per la Geometria piana). Gli scienziati utilizzano i principi per costruire teorie fisiche mediante le quali muovere alla conoscenza di altre leggi della natura, come in un palinsesto fisico molto rigido. In pratica i principi costituiscono un orientamento preciso verso cui muoversi per la conoscenza scientifica. Se la teoria che si è costruita e sbagliata allora i risultati che essa produce sono in disaccordo

(ne basta solo uno per dire che è sbagliata!) con la realtà.

Inoltre spesso non ci si rende conto di queste incongruenze se non con molto ritardo. Si pensi, ad esempio, alla Teoria Tolemaica che vedeva la Terra al centro dell'Universo e il Sole che girava attorno ad essa: oltre che una teoria pseudo scientifica questa era anche una teoria religiosa (purtroppo!) che ha rallentato l'evoluzione dell'Astronomia per secoli. Ci sono stati Uomini illustri condannati a morte per avere osato contraddire questa teoria. Lo stesso Galilei è stato condannato e solo da qualche anno (proprio così, solo da poco più di un decennio dopo quasi tre secoli !!!!) è stato riabilitato!

Se lasciassimo la Scienza agli scienziati sarebbe certamente meglio per tutti perché forse si commetterebbero meno errori¹⁸. Fra tutte le scienze fisiche la Termodinamica non è fra le più antiche ma anzi fra le più recenti.

Le scoperte scientifiche in questa disciplina sono state forse più sofferte delle altre per via di

alcuni preconcetti (false teorie scientifiche) rimasti nella mente degli scienziati fino a quasi la fine

dell'ottocento. Si pensi, infatti, che quando S. Carnot scrisse il suo libro sulla potenza termica del calore

(siamo nel 1824) era imperante la teoria del calorico: si immaginava, cioè, che il calore fosse un fluido

immateriale che fluisse da un corpo ad un altro.

La trasformazione del calore in lavoro (immaginati come entità distinte) avveniva come in una cascata:

il fluido calorico passando da livelli maggiori a livelli minori dava luogo al lavoro. Si usavano anche

unità di misura diverse: il lavoro in kgm e il calore in Caloria.

La teoria del calorico rimase valida a lungo fino a quando Joule, Kelvin, Mayer, Gibbs, Maxwell,

Boltzmann e tanti altri illustri scienziati non ne dimostrarono l'infondatezza scientifica. Boltzmann

apparve così innovativo con le sue teorie statistiche che fu osteggiato moltissimo dai suoi

contemporanei, tanto che si suicidò.

Succede anche questo: l'ignoranza è spesso più forte della conoscenza! Non per nulla Socrate

considerava la conoscenza un valore e un potere!

Ancora oggi, come già accennato in precedenza, usiamo termini che si riportano alla teoria del

calorico quali il calore specifico, il potere calorifico, l'equivalente meccanico della caloria.

Per fortuna compreso che la teoria del calorico era errata si trovò quasi subito (c'è voluto il travaglio di

tutto il secolo scorso!) una nuova teoria che è tutt'oggi alla base della Termodinamica Classica così come

oggi la studiamo e la applichiamo. Questa si basa su almeno quattro principi fondamentali detti appunto

Principi della Termodinamica. Brevemente si dira che essi sono:

pensi, ad esempio, alla teoria atomica o a quella nucleare, alla teoria della relativita, Se una sola osservazione scientifica

contraddice i risultati previsti da una Teoria allora questa non e piu ritenuta valida.

¹⁸ L'Uomo ha la grande qualita di potere estrapolare mentalmente i concetti sino a limiti improponibili per qualunque

essere vivente. L'Uomo supera la limitatezza dei propri sensi riuscendo ad immaginare l'infinito e riesce ad astrarre del tutto il

suo ragionamento dal mondo reale creando una Scienza fatta di pura logica, la Matematica.

Dinanzi ai problemi che la

conoscenza pone tutti noi siamo (direi in modo naturale, innato) portati a trovare una soluzione, una risposta accettabile, a tutti i

costi, anche accettando un'affermazione indimostrabile, l'assioma o il dogma. Così, ad esempio, quando l'Uomo, in un suo

periodo storico, non conosceva le origine dei fulmini ha cercato una sua giustificazione immaginando una divinita capace di

costruire cio che per egli era impossibile fare, il fulmine. La storia dell'Uomo e piena di questi esempi piu o meno felici. Anzi

la Storia e stata quasi sempre segnata dall'affermazione di dogmi utilizzati non solamente come momento di superamento

della limitatezza conoscitiva dell'Uomo ma anche e soprattutto come strumento di potere assoluto, intoccabile. I dogmi sono

stati spesso stati utilizzati impropriamente per costituire posizioni di potere o di privilegi particolari che hanno dominato (e

in alcuni casi ancora oggi dominano) l'Uomo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

14

×Principio Zero: o principio dell'equilibrio termodinamico¹⁹: se due corpi in equilibrio termodinamico

sono in equilibrio con un terzo corpo essi sono in equilibrio fra loro;

×Primo Principio: o principio di conservazione dell'energia (vedi §3):

×Secondo Principio: o principio delle trasformazioni reali irreversibili (vedi §4);

×Terzo Principio: o principio di Nerst o dell'irraggiungibilita dello zero assoluto²⁰.

Vedremo nei prossimi capitoli piu approfonditamente gli sviluppi analitici e culturali legati a

questi principi²¹. Vale la pena qui osservare come essi oggi appaiano quasi ovvi e non ci meravigliamo

piu di tanto nell'enunciarli.

Se cio avviene dobbiamo dire grazie a tutti coloro che lo hanno reso possibile con il loro lavoro e

con il loro sacrificio.

Diceva Spinoza nel 'settecento che "compito della Scienza e di banalizzare la realta". La

conoscenza e comprensione delle leggi della natura altro non sono che banalizzazione della realta.

Proprio questa banalizzazione (e quindi l'interiorizzazione del concetto fisico che sottende ogni fenomeno) e la

molla per la conoscenza di nuove leggi, di nuove scoperte. Ogni scoperta, infatti, e un momento

prescientifico nel quale la nostra mente (ossia la nostra capacita conoscitiva) perviene alla formulazione di

qualcosa che prima non esisteva e quindi poteva definirsi predialettica, prelogica, pretemporale ovvero, in una

sola parola, come prima detto, prescientifica.

L'Allievo non sia indotto a pensare che quanto sopra detto sia esterno ai suoi interessi culturali.

Ogni atto della Storia della Scienza ci riguarda tutti da vicino e costituisce un patrimonio universale della Conoscenza e dell'Uomo.

2.3 IL SISTEMA TERMODINAMICO

L'approccio al problema della Termodinamica va comunque impostato considerando il sistema

termodinamico al quale saranno applicate sollecitazioni esterne che poi determineranno le variazioni delle grandezze interne (risposta del sistema).

Si definisce sistema termodinamico una qualunque regione di spazio separata da una superficie esterna, anche ideale, dall'ambiente circostante.

Un sistema termodinamico può al limite essere anche una regione di spazio vuota. In generale un

sistema termodinamico contiene della materia (in senso generalizzato) e subisce interazioni (scambi di forze, energia, materia) con l'esterno e/o anche fra parti interne dello stesso sistema termodinamico.

La definizione della superficie esterna di separazione è del tutto arbitraria: possiamo, ad esempio,

definire sistema termodinamico il volume interno di un edificio e pertanto la superficie di separazione e la superficie interna dello stesso edificio.

¹⁹ Questo principio è spesso trascurato ma è di importanza fondamentale anche nella vita comune. Se misuriamo la nostra temperatura corporea usando un termometro a mercurio in fondo applichiamo, forse anche inconsapevolmente, questo principio. La coscienza di fenomeni fondamentali spesso diventa banalità.

²⁰ Data la natura del Corso si farà solo cenno a questo principio che pure ha grandissime implicazioni filosofiche.

²¹ È opportuno tenere presente che gli sviluppi della Termodinamica Classica che qui stiamo affrontando sono tutti

riferiti alle condizioni di equilibrio dei sistemi termodinamici. I risultati conseguiti in queste ipotesi (che saranno esaminati nel

proseguo) sono oggi considerati limitativi poiché derivati da considerazioni puramente deterministiche che non riescono più a

spiegare i tanti fenomeni complessi che, invece, riesce a spiegare la Termodinamica Irreversibile di Y. Prigogine. Gli studi che

faremo nei prossimi paragrafi pongono l'ipotesi di piccole (anzi infinitesime) distanze dalle condizioni di equilibrio

termodinamico, al contrario di quanto fa la Termodinamica Irreversibile che ipotizza distanze grandi dalle condizioni di

equilibrio ed anzi attribuisce maggior forza alle trasformazioni quanto più distanti sono le condizioni del sistema da quelle di

equilibrio. E non è una differenza da poco!

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

15

SUPERFICIE DI SEPARAZIONE

LAVORO USCENTE

CALORE ENTRANTE

MASSA ENTRANTE

MASSA USCENTE

SISTEMA

Figura 1: Rappresentazione di un sistema termodinamico

La superficie esterna è del tutto arbitraria e possiamo sempre ridurre o aumentare lo spazio esterno, ad esempio possiamo considerare la superficie di involuppo di una stanza, di due stanze, di un intero piano, di tutto l'edificio, di più edifici,....

E sempre possibile, quindi, considerare un sistema termodinamico che comprenda l'ambiente esterno tracciando una nuova superficie di separazione ancora più ampia, ovvero si può suddividere il sistema termodinamico in più sottosistemi suddividendo il volume primitivo in zone comprese in esso.

Lo stesso si può dire se consideriamo come sistema termodinamico il cilindro di un motore o tutti e quattro i cilindri o l'intero motore. In definitiva l'arbitrarietà della scelta della superficie di separazione consente di focalizzare l'attenzione sulla parte di spazio da studiare: il sistema termodinamico appunto.

Il massimo sistema termodinamico che comprende anche tutto l'ambiente esterno è detto universo.

A seconda delle possibilità di scambio con l'esterno un sistema termodinamico si dirà:

- ×aperto : se può scambiare massa e/o energia con l'esterno;
- ×chiuso : se può scambiare solo energia ma non massa con l'ambiente esterno;
- ×isolato : se non può scambiare né massa né energia con l'ambiente esterno.

La Termodinamica studia le trasformazioni dei sistemi termodinamici, cioè tutte quelle azioni che portano ad avere scambi di materia e/o di energia fra sistemi e l'esterno o anche all'interno degli stessi sistemi.

Essa, quindi, ha validità generale ed è la Scienza Principale alla quale tutte le altre fanno riferimento potendosi sempre indicare come casi particolari e specialistici della Termodinamica.

Un sistema termodinamico si dice in equilibrio termodinamico²² se ogni sua parte è contemporaneamente in equilibrio di massa e di energia.

Pertanto in un sistema termodinamico non si hanno trasformazioni energetiche (ad esempio reazioni chimiche) o meccaniche (parti in movimento che trasformano energia potenziale in cinetica).

In genere, anche in considerazione delle approssimazioni che saranno necessariamente applicate nel prosieguo del Corso, diremo che un sistema termodinamico è in equilibrio termodinamico meccanico quando sono costanti la temperatura, la pressione e il volume specifico²³.

²² Tutti gli sviluppi analitici che vedremo richiedono l'equilibrio termodinamico. Solo per opera di Prigogine, come più volte accennato, si è potuto comprendere quanto siano importanti i sistemi termodinamici non in equilibrio. Si è sviluppata una vera e propria corrente di pensiero filosofica che fa derivare dalla mancanza di condizioni di equilibrio termodinamico una maggiore capacità di evoluzione dei sistemi. Il Secondo Principio della Termodinamica (vedi nel prosieguo) ci dice che

ogni fenomeno reale origina da una differenza di potenziale (elettrico, termico, meccanico, molecolare, ...). Per oltre un secolo si è considerato ciò come una sorta di ineluttabile tributo da pagare, dovuto ad un distacco fra una realtà fisica dissipativa ed una idealità fisica non dissipativa. In pratica nelle trasformazioni reali si hanno perdite di potenziale (elettrico, termico, meccanico, ...) che ci complica la vita e che in qualche modo dobbiamo calcolare per far quadrare i conti che continuiamo a fare supponendo che queste perdite non ci siano. Sembra quasi che ciascuno debba esclamare: ah se non ci fossero le irreversibilità dei sistemi reali come sarebbe tutto più facile da studiare! Le cose stanno molto diversamente da quanto appena detto. Prigogine ha dimostrato che se non ci fossero le irreversibilità (e quindi lontananza dall'equilibrio) non si avrebbe vita, non si avrebbero trasformazioni di alcun genere. Mi sembra un cambiamento di punto di vista enorme ed importantissimo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

16

Per quanto riguarda l'equilibrio chimico nell'ambito del Corso di Fisica Tecnica supporremo

presente una sola specie chimica o, se più di una, che non si abbiano reazioni chimiche fra loro, come

ad esempio nel caso dell'aria umida²⁴.

Naturalmente quanto sopra detto costituisce una semplificazione del problema, e spesso anche

piuttosto grossolana: si tratta, però, di una semplificazione necessaria perché si possa effettivamente fare

scienza sul sistema termodinamico, nel senso che solo in queste condizioni possiamo scrivere equazioni di

bilancio risolvibili e non disequazioni difficilmente risolvibili.

In mancanza di queste semplificazioni tutti i problemi pratici sarebbero irrisolvibili o difficilmente risolvibili.

2.4 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI APERTI

Per potere studiare i sistemi termodinamici occorre scrivere relazioni fisiche tra le variabili che sono

interessate dal problema. In genere questo richiede una conoscenza della Termodinamica Applicata e della Fisica Sperimentale.

Considerate le finalità del corso si vuole qui enunciare una delle equazioni più importanti della

Termodinamica e che costituisce uno strumento fondamentale di studio e analisi dei sistemi

termodinamici anche complessi. Essa rappresenta uno strumento di analisi formidabile e ricchissimo di

applicazioni e che sarà lo strumento principale per il prosieguo degli studi.

Si sta facendo riferimento alla cosiddetta equazione dell'energia per i sistemi aperti. Da

quest'equazione si possono derivare facilmente le altre forme valide per i sistemi chiusi e per i sistemi

isolati. Prima di descrivere questa equazione di bilancio, detta anche Primo Principio della

Termodinamica per i sistemi aperti, è opportuno fare qualche richiamo su alcuni concetti

fondamentali di Fisica Generale.

2.4.1 GRANDEZZE SPECIFICHE

Le grandezze che interessano la Termodinamica sono molte ma non tutte saranno esaminate in

questo corso. Possiamo classificare le grandezze in due categorie:

×grandezze estensive: cioè tali dipendere dall'estensione del soggetto, ad esempio dalla massa

presente nel sistema. Sono grandezze estensive il volume, la massa, l'energia interna, l'entalpia, l'entropia, l'exergia,....;

×grandezze intensive: cioè tali da non dipendere dall'estensione del soggetto: ad esempio, la

pressione, la temperatura,

Le grandezze estensive possono essere rese intensive dividendole per la massa alla quale si

riferiscono ed ottenendo le grandezze specifiche. Useremo spesso tali grandezze perché ci

consentono di generalizzare il problema e di utilizzare i piani termodinamici in modo indipendente dalla massa presente nel sistema.

Le grandezze specifiche sono pertanto sempre riferite all'unità di massa e si esprimono, ad esempio, come :

×volume specifico [volume/chilogrammo] [m^3/kg]

×massa specifica (o anche densità) [chilogrammi/metro³] [kg/m^3]

×energia specifica [energia/chilogrammo] [J/kg]

Si osservi che il volume specifico è l'inverso della massa specifica e viceversa. Quando parliamo di energia specifica intendiamo riferirci a qualunque forma di energia, sia essa

meccanica (cinetica e potenziale), elettrica, termica, chimica,....

²³ In questa sede si trascurano le considerazioni sulle specie chimiche molto utili per lo studio dei sistemi chimici.

Alle suddette variabili macroscopiche esterne si dovrebbe aggiungere anche il numero di moli N_i di ciascuna specie chimica.

²⁴ Si definisce Aria Umida, come si vedrà nel prosieguo, una miscela di aria secca (composta da gas incondensabili

quali O_2 , N_2 , CO , NO_x , Ar ,) e vapore acqueo che, invece è condensabile. Si studieranno quindi le trasformazioni dell'aria umida (Psicrometriai).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

17

2.4.2 FORME DI ENERGIA FONDAMENTALI

Per gli scopi del corso si prenderanno in considerazione solamente alcune forme energetiche e

verranno volutamente trascurate altre anche molto importanti.

Si richiamano qui brevemente alcune equazioni fondamentali della Fisica:.

Energia Cinetica:

×e l'energia posseduta dai corpi in movimento e si esprime con la relazione: E_{cin}

$= \frac{1}{2}$

mw^2

, ove m e

la massa (kg) del corpo e w e la velocità da esso posseduta (m/s);

Energia Potenziale

×e l'energia posseduta dai corpi posti ad una certa altezza dal suolo e si

esprime mediante la

relazione : $E_{pot} = mgh$, ove m e la massa del corpo (kg), g e l'accelerazione di gravita (9,81 m/s²)

ed h e l'altezza dal suolo a cui si trova il corpo (m);

Energia Termica

xe l'energia interna posseduta da un corpo ed e dovuta all'agitazione molecolare interna delle

particelle che lo costituiscono. E' possibile trovare relazioni che legano l'energia interna con varie

grandezze atomiche o molecolari del corpo. In questa sede ci interessa sapere che l'energia

interna di un corpo si puo calcolare mediante la relazione: $du = mc_v dT$, ove m e la massa del corpo,

c_v e il calore specifico a volume costante²⁵ (espresso in J/(kgK) o anche J/(kg°C)) e infine dT e la

differenza di temperatura (in °C o anche in K) fra lo stato iniziale e lo stato finale della

trasformazione termodinamica;

Lavoro Termodinamico

xe il lavoro compiuto da un fluido (solitamente ci si riferisce ad un gas) quando subisce una

trasformazione di espansione (lavoro positivo) o di compressione (lavoro negativo). In Figura 2 e

dato l'esempio di un pistone che comprime un gas in cilindro di sezione S.

Se p e la pressione che esso esercita sul gas, supponendo che non ci siano attriti nel movimento

del pistone, si deduce che il lavoro (dato dal prodotto della forza per spostamento nella direzione

della forza) e: $L = pV$ mentre il lavoro specifico e dato dal prodotto $l = pv$ con v volume specifico

del fluido.

gas

p p

Figura 2: Schematizzazione del lavoro termodinamico.

²⁵ Si definisce calore specifico l'energia che si deve fornire ad 1 kg di un corpo per far variare la sua

temperatura di 1°C (coincidente anche con 1 K) lungo una trasformazione prefissata. Se la trasformazione e a volume costante

si ha il calore specifico a volume costante, se la trasformazione e a pressione costante si ha il calore specifico a pressione costante. Se si

considera una trasformazione isoterma (cioe a temperatura costante) il calore specifico tende ad infinito poiche occorre una

quantita infinita di energia per far variare la temperatura di un corpo che si mantiene a temperatura costante. Se si considera

una trasformazione senza scambi di calore con l'esterno (detta anche adiabatica) si ha calore specifico nullo. Si vedra meglio,

nel prosieguo, come definire e calcolare il calore specifico lungo le varie trasformazioni pratiche.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

18

Energia Elettrica

xe l'energia posseduta da una carica elettrica sottoposta ad una differenza di potenziale ed e data

dalla relazione: $E_{elet} = QV$, ove Q e la carica elettrica (in Coulomb) e ΔV e la

differenza di
potenziale (in Volt) cui è sottoposta;
Energia Chimica

×e l'energia che si viene a liberare (o che bisogna fornire) quando avviene una
reazione chimica. Ai

fini del corso le reazioni chimiche che ci interessano sono quelle di
combustione (cioè di

combinazione del combustibile con l'ossigeno) e l'energia che si libera viene
caratterizzata dal

potere calorifico inferiore definito come l'energia termica (in Joule) che si
ottiene bruciando

completamente a temperatura costante un kg di combustibile e lasciando
andare via i fumi con il

vapore acqueo che si viene a formare dalla combustione. Pertanto il P.C.I. si
misura in J/kg o

meglio dal multiplo kJ/kg. Ad esempio il potere calorifica inferiore del gasolio
(P.C.I.) è di circa

42.000 kJ/kg corrispondenti a circa 10.400 kcal/kg nel S.T;

Energia di Flusso

×e l'energia necessaria per immettere o estrarre una massa da un sistema
termodinamico (ad

esempio per immettere o estrarre aria in una camera d'aria); essa si calcola
mediante la relazione :

$E_{flusso} = pV$, ove p è la pressione del sistema nel punto considerato (in Pa cioè in
N/m²) e V è il

volume del fluido introdotto o estratto dal sistema (espresso in m³).

Come già detto in precedenza, si farà riferimento quasi sempre alle grandezze
specifiche per cui

avremo la seguente tabella riassuntiva: Si definiranno nel prosieguo altre forme
di energia di interesse

termodinamico.

ENERGIA SPECIFICA RELAZIONE FISICA UNITA DI MISURA

Energia Cinetica $e_{cin} = w^2/2$ J/kg

Energia Potenziale $e_{po} = gh$ J/kg

Energia Termica $U = c_v dT$ J/kg

Energia Chimica P.C.I. J/kg

Lavoro di flusso $e_{flusso} = pv$ J/kg

Tabella 12: Relazioni fra le unità di misura

2.4.3 EQUAZIONE DI BILANCIO PER UN SISTEMA APERTO

Prima di passare allo sviluppo dell'equazione dell'energia per i sistemi aperti è
opportuno

soffermarci sulla metodologia che si utilizzerà nel prosieguo. Se consideriamo
un sistema

termodinamico aperto (vedi Figura 1) possiamo scrivere una serie di equazioni
di bilancio per varie

grandezze fisiche o chimiche o comunque di interesse ingegneristico. Ad
esempio ci potrà interessare il

bilancio di massa o di energia o di quantità di moto o di specie molecolari ,

.....

In ogni caso occorre scrivere un'equazione di bilancio la cui forma matematica
è sempre la stessa

ed è necessario averla ben in mente e non solo per gli sviluppi della Fisica

Tecnica. Se il sistema è aperto e può scambiare massa e/o energia solo attraverso punti discreti di transito e siamo in condizioni di regime non stazionario²⁶ allora l'equazione di bilancio discreta per qualunque grandezza si desidera esaminare è sempre scritta nella seguente forma:
$$\text{Grandezza}_{\text{Entrante}} - \text{Grandezza}_{\text{Uscente}} + \text{Grandezza}_{\text{Sorgente_Interna}} = \text{Grandezza}_{\text{Accumulata}}$$

Uno dei concetti fondamentali per potere scrivere equazioni di bilancio di qualsivoglia grandezza è quello di accumulo in un sistema termodinamico. Facciamo un esempio con quanto succede con un serbatoio di acqua che riceve da un rubinetto una certa quantità di acqua e ne cede mediante un secondo rubinetto un'altra quantità.

²⁶ Si veda nel seguito cosa comporta l'ipotesi di stazionarietà.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

19

Avviene, si intuisce, che se la quantità di acqua immessa è uguale a quella prelevata il livello di acqua del serbatoio rimane costante altrimenti se si immette più acqua di quanta se ne prelevi si ha un innalzamento del livello e, viceversa, se si preleva più acqua di quanta se ne immetta si ha un abbassamento del livello.

In questo esempio il livello dell'acqua è proporzionale alla massa di acqua presente nel serbatoio e la grandezza presa come riferimento è la massa di acqua immessa, prelevata o accumulata, la cui indicazione visiva esterna è data dall'altezza del liquido nel serbatoio stesso. In generale nel caso di un sistema termodinamico parleremo di scambi energetici (oltre che di massa) e l'accumulo va quindi riferito all'energia.

Avviene pertanto che l'accumulo di energia all'interno di un sistema termodinamico fa variare la sua energia interna²⁷ termica, cioè il sistema si riscalda se l'energia interna aumenta (vedi in particolare la relazione $\Delta U = mc_v \Delta T$ che mette in relazione di proporzionalità, a parità di massa e calore specifico, l'energia U con la differenza di temperatura) o si raffredda se l'energia interna diminuisce. Ne segue che e la temperatura l'indicatore macroscopico esterno della variazione dell'energia interna del sistema e quindi dell'accumulo energetico che è avvenuto.

Nelle equazioni di bilancio energetico per i sistemi termodinamici scriveremo solamente i termini relativi alle energie in gioco.

Va però detto che unitamente all'equazione di bilancio dell'energia occorre scrivere anche (e non solo, come si vedrà nel capitolo della Trasmissione del Calore) l'equazione di bilancio della massa nei

termini dati dalla relazione:

$$\text{Massa_Entrante} - \text{Massa_Uscente} + \text{Massa_Sorgenti_Interne} = \text{Massa_Accumulata}$$

In termini analitici l'applicazione del precedente bilancio porta a scrivere l'equazione:

$$\frac{dm}{dt}$$

$$m$$

$$d\sigma$$

$$\tau$$

$$= \&$$

$$\& \&$$

ove con m_σ si è indicata la massa interna del sistema:

$$m_\sigma \frac{dm}{dt}$$

$$= \int$$

Quasi sempre quest'equazione verrà sottintesa perché si assumerà la massa entrante (o più

specificatamente la portata di massa entrante) eguale alla portata di massa uscente e per conseguenza,

essendo nullo il termine relativo alla sorgente interna, si ha che anche l'accumulo di massa è nullo.

Si supponga, pertanto, che si verifichino condizioni di stazionarietà. Nei casi in cui quest'ipotesi non

risulta valida allora occorre verificare l'equazione di bilancio sopra indicata.

Infine va osservato che non

è necessario avere un solo flusso entrante ed uno uscente ma, più in generale, si possono avere più

flussi entranti ed uscenti ed anche in numero fra loro diversi ma con la condizione che, a regime

stazionario (cioè con accumulo di massa nullo) sia la massa totale entrante pari a quella uscente. Va osservato,

inoltre, che non è necessario avere un solo punto di ingresso ed uno di uscita o che il numero dei punti

di ingresso sia pari a quelli di uscita. È importante verificare globalmente la precedente equazione per

tutti gli ingressi e per tutte le uscite del sistema:

$$\sum \text{Tutte le entrate} (\text{Massa_Entrante}) - \sum \text{Tutte le uscite} (\text{Massa_Uscente}) + \text{Massa_Sorgenti_Interne} = \text{Massa_Accumulata}$$

2.5 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI APERTI

Passiamo adesso a scrivere l'equazione di bilancio energetico detta anche equazione

dell'energia per i sistemi aperti. Con riferimento alla Figura 3 si consideri un sistema termodinamico

²⁷ In generale l'accumulo fa variare l'energia globale del sistema, intesa come somma di tutte le forme di energia interne

al sistema stesso. Così si avrà energia interna se la natura è solo termica, cinetica, potenziale, ... Per semplicità della trattazione

e per mancanza di adeguati strumenti matematici faremo riferimento alla sola energia interna di tipo termico ma si sottolinea

la semplificazione che si sta effettuando.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

20

aperto che scambia lavoro L nell'unità di tempo ed energia termica Q nell'unità

di tempo con l'esterno e attraverso due sezioni di passaggio denominate 1 e 2 scambi anche massa.

SUPERFICIE DI SEPARAZIONE

LAVORO USCENTE L'

CALORE ENTRANTE Q'

MASSA ENTRANTE

MASSA USCENTE

SISTEMA

21

1111112

w

$mgzupve$

□ □

□ + + + + □

□ □

\mathcal{E}_{22}

2222222

w

$mgzupve$

□ □

□ + + + + □

□ □

\mathcal{E}_2

w^2

wE

g

z

u

e

d

m

e

□ □

= □ + + + □

□ □

\int

Figura 3: Sistema Aperto – Condizioni di scambio

Più specificatamente indichiamo con $m\dot{}$ la portata di massa definita come rapporto fra la quantità

di massa entrante o uscente dal sistema per unità di tempo ed è espressa in kg/s nel S.I. e in kg_p/h nel

S.T. In parentesi per ciascuna delle portate, indicate con 1 quella entrante e con 2 quella uscente, si

hanno energie specifiche (vedi tabella paragrafo 2.4.2) e in particolare:

× energia specifica cinetica : $w_2/2$ (J/kg);

× energia specifica potenziale : gz (J/kg);

× energia specifica interna : u (J/kg);

× energia specifica di flusso : pv (J/kg);

× energia specifica varia : e (J/kg)

Poiché la portata ha dimensioni kg/s il prodotto di $m\dot{}$ per i termini in parentesi ha dimensioni:

$\frac{kg}{s}$

$\frac{J}{s}$

$\frac{kg}{s}$

$$\frac{kg}{s} = [Js]$$

$$] = [W]$$

Pertanto tutti i termini di scambio del sistema sono potenze e pertanto possiamo scrivere il

seguente bilancio delle potenze (cioè di energia nell'unità di tempo):

$$\text{Potenza_Entrante} - \text{Potenza_Uscente} + \text{Potenza_Sorgenti} =$$

$$\text{Potenza_Accumulata} [1]$$

Nello scrivere materialmente il bilancio energetico è bene ricordare che in Termodinamica vale

la seguente convenzione dei segni²⁸:

×il lavoro è positivo se è uscente dal sistema (cioè il sistema lo fa) e negativo quando è entrante;

×il calore è positivo quando è entrante nel sistema (in modo che il sistema lo trasformi in lavoro positivo uscente) e negativo quando è uscente.

In Figura 3 si sono indicati con le frecce i versi positivi sia del lavoro che del calore scambiati con

l'ambiente esterno. L'equazione di bilancio sopra indicata e del tutto generale può essere scritta per

qualunque forma di scambio. Sostituendo nell'equazione [1] i termini di energia specifica associati alle

²⁸ Si tratta di una convenzione generalmente rispettata. Tuttavia in qualche caso si preferisce avere una impostazione

unitaria degli scambi sia di calore che di lavoro ritenendoli positivi se entrambi entranti e negativi nel caso in cui siano

usciti. Questa impostazione è seguita, ad esempio, in alcuni corsi di Macchine. In questo caso il lavoro motore diviene

negativo mentre quello fornito al sistema diviene positivo. In fondo basta solo abituarsi al nuovo simbolismo. In questa

sede, anche per l'impostazione classica che si è scelta per lo studio della Termodinamica, si preferisce utilizzare la convenzione

storica di lavoro positivo se uscente e negativo se entrante.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

21

portate di massa entrante ed uscente dal sistema, con i segni che loro competono per i versi indicati, e

tenendo presente che non abbiamo sorgenti interne si ottiene la seguente equazione di bilancio:

²²

12

1 1 1 1 1 2 2 2 2 2 2 2

w w E

m g z p v e Q L m g z p v e σ

τ

$\square\square + + + \square\square + - - \square\square + + + \square\square = \partial\square \square \square \square \partial$

& & & & [2]

ove E_{sistema} è l'energia totale all'interno del sistema termodinamico. L'accumulo può essere scritto

in forma semplificata ponendo:

²

2_s

\mathcal{M}

E w

dm g z u e

σ

τ τ

$\partial = \partial \square\square + + + \square\square \partial \partial \square \square$

\int .

L'equazione [2] e l'equazione dell'energia per i sistemi aperti in condizioni di regime non

stazionario. Essa è la forma più generale (non relativistica) dell'equazione dell'energia, ha validità molto

vasta ed è la forma che utilizzeremo quando si parlerà di transitorio termico

dell'edificio.

2.6 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI CHIUSI

Come caso particolare della [2] si ricava ora l'equazione dell'energia per i sistemi chiusi. Come già detto in precedenza, un sistema è chiuso quando non scambia massa con l'esterno ma può scambiare solo energia. Pertanto le portate entranti e uscenti dovranno essere nulle e l'equazione si riduce alla seguente:

$$\frac{d}{dt} \int_{\sigma} E_{\sigma} d\sigma - \dot{Q} + \dot{L} = \dot{Q}_{ext}$$

ove E_{σ} è l'energia interna totale del sistema e tutti i termini sono omogenei a potenze e in particolare anche il secondo membro è una variazione di energia nell'unità di tempo e più specificatamente dell'energia interna totale del sistema U . Se una relazione vale per le potenze vale anche per le energie e cioè possiamo scrivere, togliendo il segno di derivata temporale, Q ed L e indicando con U l'energia interna si ha la relazione²⁹:

$$Q - L = \Delta U$$

che è nota come Primo principio della Termodinamica per i sistemi chiusi.

Probabilmente è

questa la forma più conosciuta del Primo Principio da parte degli Allievi. In Fisica Generale e in Chimica

Generale, infatti, ci si interessa (punto di vista specifico) quasi esclusivamente di sistemi chiusi.

2.7 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI ISOLATI

Anche se in forma semplificata la [2] può essere ridotta per i sistemi isolati che, pertanto, non

scambiano né massa né energia con l'esterno. Tutto il primo membro diviene nullo e resta solo:

$$\frac{d}{dt} \int_{\sigma} E_{\sigma} d\sigma = 0$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\sigma} (w + gz + u) d\sigma = 0$$

$$e$$

$$\sigma$$

$$\tau$$

$$\partial \rho + \dots = \partial \rho$$

$$\int \dots$$

$$2$$

Costante

$$2$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\sigma} (w + gz + u) d\sigma = 0$$

$$e$$

$$\sigma$$

$$\tau$$

$$\partial \rho + \dots = \partial \rho$$

$$\int \dots$$

$$2$$

$$2$$

$$2$$

$$2$$

$$2$$

$$2$$

$$2$$

Questo risultato è generalizzato poiché oltre all'energia interna si ha che l'energia totale del

sistema (che comprende, oltre all'energia interna U anche l'energia potenziale, cinetica, chimica,...) deve essere costante. In pratica la [3] ci dice che per un sistema isolato le sole trasformazioni energetiche possibili sono di trasformazioni di forme di energie in altre ma sempre in modo tale che l'energia totale rimanga costante.

²⁹ Si osservi che si indicano con i simboli le quantità in gioco nei bilanci e quindi è più corretto scrivere la relazione

nella forma: $\Delta Q - \Delta L = \Delta U$.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

22

La [3] ha un grande significato fisico (e filosofico): un sistema isolato si evolve in modo tale da avere sempre costante la sua energia totale, ovvero ogni trasformazione in un sistema isolato avviene a spese (mediante trasformazione) di altre forme di energia. Si pensi, ad esempio, alla Terra come un sistema isolato³⁰, consegue che tutte le trasformazioni avvengono a spese di forme di energia interna della Terra stessa.

L'energia consumata nei motori delle auto, infatti, è ottenuta a spese dell'energia chimica contenuta nei prodotti fossili e negli oli combustibili estratti dalla Terra.

La produzione di energia elettrica mediante bacini idroelettrici (trasformazione di energia potenziale del bacino di raccolta) e mediante centrali termiche ad olio combustibile (trasformazione di energia chimica in energia termica e poi in energia meccanica ed elettrica) o mediante centrali nucleari (trasformazione dell'energia nucleare in energia termica, poi in energia meccanica e poi elettrica) è sempre dovuta a trasformazioni di risorse interne.

L'uso dell'energia solare ed eolica (il vento nasce dallo spostamento di correnti di aria fra zone della superficie terrestre a diversa temperatura e quindi si può considerare una diretta conseguenza e trasformazione dell'energia solare) è invece un utilizzo diretto dell'energia che ci arriva dall'esterno e quindi al di fuori del bilancio sopra indicato.

Per un sistema solido l'energia totale interna, trascurando le altre forme energetiche (chimiche, elettromagnetiche, nucleari,...) si riduce alla sola energia termica interna che può essere scritta nella forma:

$$E_{\sigma} M c_v T =$$

In particolare il calore specifico a volume costante, c_v , è coincidente con quello a pressione costante, c_p , e quindi si può usare indifferentemente l'uno o l'altro dei due calori specifici.

2.8 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER SISTEMI APERTI STAZIONARI

Un caso molto importante nelle applicazioni tecniche e applicative in genere si ha quando

l'accumulo di energia e di massa è nullo: si vuol dire che il sistema si trova in regime stazionario.

Matematicamente si dice che si è in condizioni di stazionarietà quando non si ha accumulo per la grandezza considerata.

Cio equivale a dire che a regime stazionario la portata di massa entrante è uguale a quella uscente (altrimenti si avrebbe accumulo di massa all'interno) e che il flusso di energia entrante è uguale a quello uscente. Pertanto la [2] si semplifica ulteriormente nella seguente relazione:

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) dV + \sum_{out} \dot{m} \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) - \sum_{in} \dot{m} \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) = 0$$

Poiché m è costante possiamo dividere ambo i membri dell'equazione per questo valore e indicando con q e l l'energia termica e il lavoro per kg di massa, trascurando (perché non ci interessa in questa sede) l'energia chimica (quindi pci) si ha:

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) dV + \sum_{out} \dot{m} \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) - \sum_{in} \dot{m} \left(u + \frac{v^2}{2} + gz \right) = 0$$

ove con Δ si è indicato il simbolo di differenza fra l'uscita (condizione 2) e l'ingresso (condizione

1). In pratica la [6] è equivalente a scrivere:

$$\dot{m} \left(u_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2 \right) - \dot{m} \left(u_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 \right) + \dot{Q} - \dot{W} = 0$$

Quest'equazione può ulteriormente essere scritta in forma opportuna osservando che si definisce **entalpia** la grandezza:

³⁰ In realtà la Terra scambia energia solare e radiativa con lo spazio circostante ma qui trascuriamo questi scambi perché non influenti per quello che si vuole qui dimostrare, nel senso che noi sfruttiamo poco direttamente tale forma di energia.

23

$$h = u + pv \quad [5]$$

e quindi la precedente equazione diviene:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

ovvero anche, per la [6],:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

che e la forma classica dell'equazione dell'energia in regime stazionario per i sistemi aperti.

Se non ci interessa l'energia e la precedente si semplifica ulteriormente nella forma seguente:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1} \rho (u + pv) dV + \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{21} = \dot{W}_{12} - \dot{W}_{21} \quad [6]$$

ove la somma in parentesi rappresenta la metalpia (detta anche, meno propriamente, entalpia

totale) della massa entrante. L'importanza tecnica di questa relazione e enorme; essa costituisce uno degli

strumenti di analisi e di calcolo piu potenti per la risoluzione di problemi termodinamici anche

complessi. Si vuole qui richiamare l'attenzione sul fatto che per l'applicazione della [8] occorre verificare

le seguenti ipotesi:

×il sistema e in regime stazionario;

×la sezione di ingresso 1 e scelta sulla superficie di separazione del sistema;

×la sezione di uscita 2 e scelta sulla superficie di separazione del sistema.

Null'altro occorre avere per potere applicare l'equazione dell'energia.

L'arbitrarieta della scelta delle sezioni di ingresso e uscita (fra le quali si effettua il bilancio) rende

l'equazione estremamente versatile. Possiamo, infatti, scegliere tali sezioni includendo o escludendo

componenti del sistema (o in generale di impianto) in modo da semplificare il bilancio energetico. Nel volume

sul Moto dei Fluidi si

vedranno molte applicazioni della [8], anche in una forma analiticamente più conveniente in certe

applicazioni detta equazione di Bernoulli generalizzata.

2.9 TRASFORMAZIONI REVERSIBILI

Prima di procedere nello sviluppo della Termodinamica Applicata occorre fare alcune

precisazioni concettuali e metodologiche. In Figura 4 è riportato un esempio di trasformazione non

reversibile nella quale l'effetto della variazione di pressione $p + dp$ non è risentito istantaneamente in

tutto il volume interno del cilindro ma inizialmente dagli strati vicini al pistone e poi, negli istanti

successivi, anche dagli strati più lontani.

Tutto ciò comporta l'impossibilità di assegnare all'intero sistema termodinamico (gas interno al

cilindro) un'unica terna di valori (p,v,T) poiché si hanno valori variabili con il tempo durante il transitorio

di equilibratura della pressione.

Il risultato di quanto indicato è che in un piano (p,v) la trasformazione termodinamica che porta

dallo stato iniziale a quello finale non è più rappresentabile con una sola linea bensì con una banda di

valori all'interno della quale possono variare i parametri (p,v,T) , come indicato nella Figura 5 a destra.

La mancanza di unicità nella terna dei valori di (p,v,T) porta

all'indeterminazione nei calcoli e quindi

all'impossibilità di scrivere bilanci esatti. Le trasformazioni non reversibili portano a scrivere non

più equazioni ma disequazioni.

Quanto detto porta alla necessità assoluta di definire trasformazioni ideali per le quali si possano

scrivere relazioni di bilancio esatte. Si suppone, pertanto, che i tempi di osservazioni siano lenti rispetto

all'evoluzione dei fenomeni o anche che le trasformazioni siano infinitamente lente in modo da avere,

istante per istante, equilibrio termodinamico in tutti i punti interni del sistema.

Le trasformazioni così

immaginate si dicono quasi statiche e rappresentano una idealizzazione necessaria per lo studio della

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

24

Termodinamica. Ovviamente le trasformazioni reali sono ben lontane dall'essere quasi statiche e quindi

anche dall'essere reversibili.

La necessità di immaginare trasformazioni reversibili ha portato a definire un fluido

ideale capace di effettuare trasformazioni di questo tipo.

Figura 4: Esempio di trasformazione non reversibile

Si tratta, quindi, di una idealizzazione necessaria per lo sviluppo della Termodinamica stessa. Si

conviene, poi, di apportare opportune correzioni ai risultati così ottenuti in modo da adeguarli alle

trasformazioni reali non reversibili. Un sistema termodinamico si dice in equilibrio termodinamico se ogni sua parte è contemporaneamente in equilibrio di massa e di energia. Pertanto in un sistema termodinamico in equilibrio non si hanno trasformazioni energetiche (ad esempio reazioni chimiche) o meccaniche (parti in movimento che trasformano energia potenziale in cinetica).

v
p p
v

Figura 5: Rappresentazione delle trasformazioni reversibili e irreversibili.

La definizione di sistema termodinamico in equilibrio è di fondamentale importanza perché ci

consente di potere effettuare lo studio termodinamico del sistema senza incorrere in problemi di

indeterminazione. Vediamo di comprendere meglio questo concetto.

Faremo sempre riferimento ad un sistema termodinamico in equilibrio e a trasformazioni

termodinamiche del tipo reversibile.

Queste ultime sono definite tali da far percorrere ad un sistema termodinamico le trasformazioni

in entrambi i sensi in modo perfetto: ad esempio si può comprimere ed espandere un sistema

termodinamico lungo la stessa curva AB nel piano (p,v), come indicato in Figura 6 nella curva a tratto

continuo. La curva tratteggiata porta da B ad A lungo un percorso diverso da quello di andata a tratto

intero e pertanto la trasformazione non è reversibile.

In genere estrapolando quanto detto per le trasformazioni lente all'interno del cilindro di figura

possiamo ritenere reversibili le trasformazioni che avvengono lentamente rispetto alla velocità di

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

25

propagazione del disturbo all'interno del sistema. Tale velocità di propagazione è detta anche celerità del

suono ed è sufficientemente elevata e tale da far ritenere le normali trasformazioni meccaniche lente e

quindi reversibili.

Ad esempio per aria a 1600 °C (temperatura dei gas interni al cilindro) la celerità del suono è superiore a

2000 m/s e pertanto una velocità del pistone di 50 m/s (valore realistico nei motori a scoppio) è da

considerare piccola rispetto ad essa e le trasformazioni di compressione ed espansione possono

considerarsi lente e quindi reversibili.

Naturalmente quanto sopra detto costituisce una semplificazione del problema e spesso anche

piuttosto grossolana; si tratta, però, di una semplificazione necessaria perché si possa effettivamente

fare scienza sul sistema termodinamico. In mancanza di queste semplificazioni tutti i problemi pratici

sarebbero irrisolvibili.

Tutte le volte che scriviamo un'equazione termodinamica o tracciamo una curva in un piano termodinamico dobbiamo fare delle semplificazioni o idealizzazioni del problema che intendiamo risolvere.

L'Allievo non deve lasciarsi fuorviare dal linguaggio ormai classico usato in questo paragrafo.

Spesso si ha l'impressione che la trasformazione irreversibile sia solamente non reversibile, una sorta di grossa scocciatura fisica che ci impedisce di fare le cose semplici alle quale siamo abituati dalla Fisica Teorica. In verita le cose sono molto diverse e investono aspetti filosofici ed epistemologici di grandissimo interesse.

Una trasformazione reversibile richiede che il sistema possa compiere un ciclo termodinamico di area nulla e che quindi non rimanga traccia nell'ambiente della sua evoluzione.

Vedremo piu avanti, con il teorema di Perrin e Longevin, che un sistema isolato non puo percorrere una trasformazione ciclica e quindi non puo ritornare, proprio per effetto delle trasformazioni reali irreversibili, allo stato iniziale³¹.

v

p

AB

Reversibile

Irreversibile

Figura 6: Trasformazioni reversibili e irreversibili

D'altra parte una trasformazione reversibile e anche una trasformazione per successivi stati di

equilibrio termodinamico e spesso non ci si sofferma abbastanza su questa osservazione per

comprenderne sia l'importanza concettuale che metodologica. Si e detto che un sistema termodinamico

e in equilibrio se lo e sia dal punto di vista termico, meccanico, chimico, elettrico,

Consideriamo un sistema in equilibrio meccanico, ad esempio un pendolo: se questo e in

equilibrio esso e in posizione di riposo al potenziale minimo, cioe e fermo e tale rimarra fin quando

restera in equilibrio. Se vogliamo che il pendolo si muova dobbiamo allontanarlo dall'equilibrio.

³¹ Vale la pena osservare che l'Universo e il sistema di massima espansione che non ha ambiente esterno. L'Universo e

quindi un sistema isolato e pertanto, evolvendosi sempre in modo irreversibile, non puo compiere un ciclo, cioe non puo ritornare allo stato iniziale!

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

26

Quindi c'e evoluzione meccanica se c'e squilibrio fra le forze! Analogamente si puo dire,

facendo un rapido riferimento agli studi di Fisica Generale, che anche un sistema elettrico non da segni di

vita se non c'e una differenza di potenziale. Allo stesso modo non c'e moto di

fluidi se non si verifica una differenza di pressione. Si potrebbe continuare all'infinito con gli esempi per trovare sempre la stessa verità: le condizioni di equilibrio comportano l'immobilità del sistema, cioè un sistema in equilibrio e di fatto un sistema morto!. Eppure abbiamo appena parlato di trasformazione termodinamica da uno stato A verso uno stato B: ma come avviene questa trasformazione se supponiamo il sistema in equilibrio termodinamico in ogni istante della trasformazione? Siamo di fronte ad una sorta di contraddizione: se il sistema è in equilibrio termodinamico non si evolve eppure consideriamo evoluzioni reversibili e quindi costituite da trasformazioni istantaneamente in equilibrio. Anzi ci complichiamo ancora la vita supponendo che, sempre per avere le condizioni di equilibrio, il sistema sia tanto lento da essere quasi statico! Ma come è possibile? Si tratta di un vero e proprio imbroglio concettuale fatto a fini euristici e pragmatici. Se volessimo effettivamente studiare i sistemi termodinamici così come sono nella realtà ci troveremmo dinanzi ad una complessità di fenomeni che non ci lascerebbe scampo. Non potremmo studiare proprio nulla! L'idea di trasformazione reversibile è una idealizzazione scientifica che serve a semplificare la complessità della realtà. È un bisogno concettuale che noi abbiamo per potere scrivere in qualche modo leggi fisiche con segni di eguaglianza anziché di disuguaglianza. Di questi imbrogli se ne fanno spesso in campo scientifico, a fin di bene (euristico), si capisce! Vedremo con il Secondo Principio, e in particolare con i lavori di Y. Prigogine, quali sono le grandissime implicazioni concettuali e scientifiche che l'esistenza delle trasformazioni irreversibili comportano.

2.10 IL FLUIDO IDEALE

Per quanto sopra detto la Termodinamica ha praticamente inventato un fluido di lavoro che non ha massa, non ha perdite per attrito e quindi si evolve lungo trasformazioni termodinamiche reversibili³²: tale fluido prende il nome di fluido ideale (o anche gas ideale). Gli Allievi hanno già studiato le proprietà fisiche di questo fluido e in particolare si ricorda che esse sono perfettamente determinate dalla conoscenza delle due equazioni caratteristiche fondamentali:
 Equazione elasto-termometrica
 che caratterizza le trasformazioni termodinamiche in termini di coordinate macroscopiche esterne (p, v, T), cioè:
 $(, ,)_0$ che per il fluido ideale diviene:

* f

p

v

T

R

p v T R T

M =

= [9]

×Ove R* e la costante universale dei gas (R*=8.314 kJ/kmol.K), M peso molecolare del gas.

Indicheremo nel prosieguo il rapporto R*/M con R detta costante del gas.

Equazione energetico - calorimetrica

×che caratterizza il comportamento interno del gas in funzione di parametri macroscopici esterni.

Per il fluido ideale si dimostra, tramite l'esperienza di Joule, che l'energia interna dipende solamente

dalla temperatura. Infatti Joule suppone di avere due recipienti di eguale volume, in uno si ha gas

ideale a pressione p e temperatura T. mentre nel secondo recipiente si ha il vuoto. Ponendo in

comunicazione i due recipienti il gas si riversa nel secondo recipiente compiendo lavoro nullo

(p=0) e pur tuttavia la temperatura rimane costante. Poiche sono cambiati volume e pressione (in

quanto il valore finale e pari alla meta di quella iniziale) mentre la temperatura rimane costante allora

32 Si fara cenno piu avanti all'esperienza di Joule-Thompson nella quale la trasformazione e intrinsecamente irreversibile

anche per un gas ideale.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

27

Joule ne dedusse che l'energia interna del gas (il cui parametro esterno e la temperatura) non dipende da

ve da p ma solo da T. In particolare si ha:

()

v

U f T

du c dT

=

[10]

×ove con u si e indicata l'energia specifica interna del fluido ideale [J/kg] e con cv il calore specifico

a volume costante definito dalla relazione:

vv

du

c

dT

□ □ = □ □

□ □

[11]

Si dimostra, ma se ne tralascia qui lo sviluppo, che queste due equazioni sono sufficienti a

caratterizzare completamente il fluido ideale (cosi come qualunque altro

corpo).

Nel prosieguo si effettuera uno studio elasto-termometrico ed energetico calorimetrico dei corpi dal quale si potra meglio comprendere quanto ora affermato. Il Primo Principio per i gas ideali puo essere esplicitato

nella forma³³:

$$\delta q = \delta l + du \quad [12]$$

e poiche per il gas ideale (con trasformazione reversibile) il lavoro elementare si puo esprimere nella

forma:

$$\delta l = p dv \quad [13]$$

allora la [12] diviene, per la [11] e la [13]:

$${}_v \delta q = c dT + p dv \quad [14]$$

D'altra parte avendo definito l'entalpia come:

$$h = u + pv$$

differenziando si ottiene:

$$dh = du + p dv + v dp$$

Differenziando l'equazione caratteristica $pv = RT$ si ottiene:

$$p dv + v dp = R dT$$

Combinando le due precedenti equazioni si ottiene:

$$dh = \delta q + v dp$$

ovvero anche:

$$\delta q = dh - v dp \quad [15]$$

L'entalpia per un fluido ideale e funzione della sola temperatura e vale:

$${}_p dh = c dT$$

con c_p calore specifico a pressione costante definito dalla relazione:

$$\frac{dh}{c}$$

$$=$$

$$dT$$

$$=$$

La relazione [15] e di notevole interesse nelle applicazioni ingegneristiche perche consente di

calcolare le grandezze di scambio (cioe il calore e il lavoro) in due delle trasformazioni piu utilizzate nelle macchine e negli impianti (rispettivamente per la isobara e per la adiabatica).

Lavoro nelle trasformazioni adiabatiche

Poiche $\delta q = 0$ si ha:

³³ Per sistemi chiusi.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

28

$$-v dp = -dh \quad [16]$$

E pertanto il lavoro tecnico ($-v dp$) (vedi §3.3) in una trasformazione adiabatica e dato dalla

diminuzione di entalpia. Piu avanti si vedra che una adiabatica e da considerare come trasformazione

non reversibile, diversamente dalla isoentropica (che sara definita nel prosieguo) che e reversibile.

Calore scambiato lungo una isobara

Dalla [15] si ottiene:

$$\delta q = dh \quad [17]$$

e quindi l'energia scambiata per una trasformazione isobara e data ancora dalla variazione di entalpia. Si vedranno nel prosieguo numerose applicazioni di queste ultime considerazioni quando si parlerà dei cicli termodinamici. Ad esempio un riscaldamento di fluidi in caldaia e di tipo isobaro.

L'Allievo tenga ben presenti questi concetti e non pensi di ricorrere sempre alle differenze di entalpie al di fuori delle due ipotesi suddette!

Calcolo delle grandezze di scambio

Per calcolare le grandezze di scambio (lavoro ideale, lavoro tecnico e calore) occorre sempre applicare le relazioni viste in precedenza per il gas ideale avendo cura di risolvere il legame funzionale fra le variabili sotto integrale mediante l'equazione caratteristica ($p v = R T$) e l'equazione termodinamica della trasformazione. In particolare si ricorda che si ha:

×Isoterma: $p v = \text{cost}$

×Isobara: $p = \text{cost}$

×Isocora: $v = \text{cost}$

×Adiabatica: $p v^k = \text{cost}$

×Politropica: $p v_n = \text{cost}$

Si vedranno nel prosieguo alcune applicazioni di quanto appena enunciato.

Relazione di Mayer per i Fluidi ideali

Per i fluidi ideali vale un'importante relazione fra i calori specifici a pressione e a volume costante.

Infatti derivando ambo i membri dell'equazione caratteristica si ottiene:

$$p dv + v dp = R dT$$

D'altra parte essendo:

$$q_c dT = v dp$$

$$q_c dT = p dv$$

$$\delta\delta$$

$$= -$$

$$= +$$

dal confronto con i secondi membri si ottiene:

$$p v c_p dT - c_p dT = p dv + v dp$$

che per l'equazione caratteristica si scrive:

$$p v c_p dT - c_p dT = p dv + v dp = R dT$$

Semplificando dT si ha:

$$p v c_p - c_p = R \quad [18]$$

che è detta Relazione di Mayer. Si vedrà nel prosieguo una relazione analoga valida per fluidi reali e

che chiameremo relazione di Mayer generalizzata nella quale il secondo membro non è più R bensì un termine più complesso che dipende dalle caratteristiche termofisiche del fluido.

In base alla [18] il calore

specifico a pressione costante nei fluidi ideali è sempre maggiore del calore specifico a volume costante.

Calore specifico in una politropica

Possiamo adesso trovare una importante relazione che lega il calore specifico in una

trasformazione politropica con l'indice n , l'indice $k = c_p/c_v$ e il calore specifico a volume costante c_v . Il

calore necessario per una trasformazione politropica di indice n è dato dall'integrazione di:

$$\delta q = c_v dT + p dv$$

ossia:

$$\left(\right)_2$$

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv \quad [19]$$

L'integrale a secondo membro lo si calcola nota l'equazione della trasformazione: $p v^n = \text{cost}$:

$$p v^n = \text{cost}$$

$$p = \frac{\text{cost}}{v^n}$$

$$p dv = \frac{\text{cost}}{v^{n+1}} dv$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} v^{-n}$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} \left(\frac{1}{v^n} \right)_1^2$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} \left(\frac{1}{v_2^n} - \frac{1}{v_1^n} \right)$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} \left(\frac{v_1^n}{v_2^n} - 1 \right)$$

Ricordando l'equazione di stato $p v = R T$ si ha anche:

$$p v^n = \text{cost}$$

$$p v^n = R T v^n = \text{cost}$$

$$T v^n = \frac{\text{cost}}{R}$$

$$T v^n = \frac{\text{cost}}{R} \Rightarrow T = \frac{\text{cost}}{R v^n}$$

$$p dv = \frac{\text{cost}}{v^{n+1}} dv$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} v^{-n}$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} \left(\frac{1}{v^n} \right)_1^2$$

$$= - \frac{\text{cost}}{n} \left(\frac{1}{v_2^n} - \frac{1}{v_1^n} \right) \quad [20]$$

Ora ricordando la relazione di Mayer: $c_p - c_v = R$ e che la costante di adiabacita è $k = c_p/c_v$ si ha anche:

$$c_p = k c_v$$

$$k c_v - c_v = R$$

$$c_v (k - 1) = R$$

$$c_v = \frac{R}{k - 1}$$

$$= \frac{R}{k - 1}$$

$$= \frac{R}{k - 1}$$

$$= \frac{R}{k - 1}$$

Pertanto possiamo ancora scrivere:

$$\left(\right)_2$$

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv$$

$$= \frac{R}{k - 1} (T_2 - T_1) + \int_1^2 p dv \quad [21]$$

Pertanto sostituendo la [21] nella [19] si ottiene:

$$\left(\frac{1}{T_2}\right) - \left(\frac{1}{T_1}\right) = \frac{1}{c_n} \ln \frac{v_2}{v_1}$$

$$[22]$$

Possiamo scrivere la precedente relazione nella forma:

$$\left(\frac{1}{T_2}\right) - \left(\frac{1}{T_1}\right) = \frac{1}{c_n} \ln \frac{v_2}{v_1} [23]$$

ove c_n è il calore specifico della politropica di indice n .
Quindi dal confronto con la [22] si ha:

$$\frac{1}{c_n} = \frac{1}{c_p} - \frac{1}{c_v}$$

$$[24]$$

che è la relazione desiderata

Si osservi che le trasformazioni principali prima indicate per il fluido ideale sono nei seguenti

rapporti con l'indice di politropicità n :

× isobare $n=0$ $c=c_p$

× isoterme $n=1$ $c=\infty$

× adiabatica $n=k$ $c=0$

× isocora $n=\infty$ $c=c_v$

Ogni altra trasformazione ha valore di n che può variare da $-\infty$ a $+\infty$ con calori specifici

determinati dalla [24].

Si osservi che l'essere il calore specifico negativo ($n < 0$) comporta che durante la trasformazione

di riscaldamento da 1 verso 2 (corrispondente al calore ceduto al fluido q_{12}) si ha anche una maggiore

cessione di calore dal fluido verso l'esterno di segno negativo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

30

3 PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

La [6] e di fatto, in forma analitica, il Primo Principio della Termodinamica per sistemi aperti in regime

stazionario: esso si enuncia dicendo che tutte le forme di energia sono equivalenti e che vale il principio di

conservazione dell'energia. Nella sua forma più nota tale principio per i sistemi chiusi si esprime con

la seguente relazione, in forma finita:

$$\Delta Q = \Delta L + \Delta U [25]$$

ove Q è l'energia termica scambiata, L l'energia meccanica (lavoro), U l'energia interna del sistema

e la variazione Δ va calcolata fra due punti estremi della trasformazione.

Qualora i punti iniziali e finali

coincidono si ha:

$$\Delta Q = \Delta L$$

che stabilisce l'importante principio di equivalenza energetica anzidetto: l'energia termica è omogenea ad un lavoro meccanico ed è quindi una forma energetica come quella elettrica, cinetica, potenziale,...

In forma differenziale si ha la forma già indicata nella [12]:

$$\delta Q = dU + \delta L \quad [26]$$

ove con δ si indica un operatore matematico che indica un differenziale non esatto³⁴ e con d il

differenziale esatto. Con il Primo Principio (scoperto circa mezzo secolo dopo il Secondo Principio) ha avuto

inizio la Termodinamica moderna. Vedremo che il Secondo Principio introduce il concetto di non

trasformabilità totale dell'energia termica in energia meccanica in trasformazioni cicliche. Qualora si

desideri generalizzare la forma del 1° Principio occorre scrivere, vedi [12]:

$$\delta Q = \delta L + dE \quad [27]$$

ove dE rappresenta il differenziale dell'energia totale interna al sistema:

$$dE = \sum_i \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 + m_i g z_i + m_i u_i \right)$$

$$+ \sum_j \left(\frac{1}{2} m_j v_j^2 + m_j g z_j + m_j u_j \right)$$

$$+ \dots$$

$$+ \dots$$

$$= \sum_i \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 + m_i g z_i + m_i u_i \right) + \dots$$

$$+ \dots$$

$$\int [28]$$

con M massa totale del sistema. Quando le forme di energia meccanica

$$\frac{1}{2} m v^2$$

$$+ m g z$$

e l'energia

chimica u_c sono trascurabili rispetto all'energia termica u e allora si ha $E = U$.

3.1 POTENZIALI TERMODINAMICI: ENERGIA INTERNA, ENTALPIA

Le grandezze energia interna ed entalpia sono dette anche potenziali termodinamici. Essi sono

grandezze di stato nel senso che vengono definiti in ciascun punto di esistenza dei corpi e non

dipendono dai cammini percorsi per arrivarci. Il calore e il lavoro dipendono dal tipo di trasformazione

seguita (si vuol dire che dipendono dal cammino seguito nella trasformazione) e non sono pertanto

definiti univocamente in ciascuno stato dei corpi.

Nella definizione di calore specifico si è osservato che si hanno definizioni e valori diversi a seconda

che la trasformazione sia a volume costante, a pressione costante, adiabatica o isoterma. In questo

senso il calore scambiato lungo una trasformazione dipende dalla stessa trasformazione e non è in

assoluto calcolabile dalla sola conoscenza dei punti iniziali e finali.

La stessa osservazione può essere fatta per il lavoro che dipende, anch'esso, dal tipo di percorso effettuato. Se si ricorda, infatti, che il lavoro è dato dal prodotto di una forza per il percorso effettuato nella direzione della forza si comprende come scegliendo cammini diversi fra due punti si avranno valori diversi del lavoro (vedi Figura 7). Riassumendo, con riferimento alla Figura 7, si ha:

$$L_{A1B} \neq L_{A2B}$$

$$L_{A1B2A} = \text{Lavoro del ciclo}$$

³⁴ Si dirà nel prosieguo perché si utilizza questo simbolismo.
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

31

Per i potenziali termodinamici non occorre specificare il percorso seguito perché i valori da essi assunti dipendono solamente dagli stati in cui il sistema si trova. Ancora con riferimento alla Figura 7 si ha che l'energia interna nei punti A e B sono rispettivamente U_A e U_B indipendentemente dal percorso seguito per andare da A verso B. Pertanto per calcolare la differenza di valore fra due punti di un potenziale termodinamico basta fare la differenza fra i valori assunti nei rispettivi punti; ad esempio, per la differenza di energia interna fra A e B si ha:

$$U_{AB} = U_B - U_A$$

v

p

AB12

H K

Figura 7: Trasformazioni che dipendono dal percorso

Lo stesso dicasi per la differenza di entalpia fra due punti. Sono potenziali termodinamici (o anche funzioni di stato³⁵) le seguenti grandezze (finora incontrate):

p pressione

v volume specifico

T temperatura

U energia interna specifica

h entalpia specifica.

Si vedranno nei prossimi paragrafi altri potenziali termodinamici di particolare importanza.

3.2 LAVORO TERMODINAMICO

L'espressione del lavoro termodinamico è data, con riferimento alla Figura 7, dall'integrale:

^{BA}

$$L = \int p \times dv [29]$$

Lo sviluppo dell'integrale dipende dal tipo di trasformazione termodinamica seguita. Ad esempio,

se si suppone $p = \text{costante}$ la precedente diviene:

$$L = p(v_2 - v_1) [30]$$

Se si suppone $v = \text{costante}$ si ha $L=0$. Se si suppone una trasformazione isoterma, ricordando

l'equazione caratteristica dei gas [9], si ha:

ln

BBB
 BA
 AA
 A

$$RT \, dv \, v$$

$$L \, p \, dv \, dv \, RT \, RT$$

$$v \, v \, v$$

$$= \int \times = \int = \int = [31]$$

Se la trasformazione è adiabatica e noto che l'equazione della trasformazione è:

Lo stato, in senso termodinamico, è dato dall'insieme dei valori delle variabili che il sistema assume in una condizione di equilibrio ed è quindi rappresentato in un diagramma da un punto a cui corrispondono l'insieme (p,v,T,u,h,...) delle coordinate. Una grandezza si dice di stato se dipende solo dalle condizioni corrispondenti ad uno stato e non dal modo con cui si raggiungono. Pertanto un modo di provare che una grandezza è di stato è quello di vedere se essa è indipendente dal cammino scelto per passare da uno stato ad un altro. Infine se si effettua un cammino chiuso e si trova una variazione nulla della grandezza considerata (circolazione nulla) allora questa è certamente una grandezza di stato (teorema della circuitazione).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

32

$$pv^k = \text{cost}$$

ove $k = c_p/c_v$ è detto rapporto di adiabacità. Allora il calcolo del lavoro termodinamico diviene:

2 2 1 1 2 1

1 1

BB
 AAk

$$C_p \, v \, p \, v \, T \, T$$

$$L \, p \, dv \, dv \, R$$

$$v \, k \, k$$

$$= \times = - - - -$$

$$- - \int \int [32]$$

Analogamente si procede per altri tipi di trasformazioni termodinamiche aventi equazioni elastotermometriche

note. Si tratta di esplicitare il legame funzionale fra p e v nella [29] e poi svolgere

l'integrale. Si intuisce, anche analiticamente, quanto affermato in precedenza sulla dipendenza del lavoro

termodinamico dal cammino seguito per la trasformazione. Il cammino altro non è che l'equazione della

trasformazione lungo la quale effettuare il calcolo dell'integrale [29].

3.3 IL LAVORO TECNICO

Se si considera una situazione del tipo indicato in Figura 1 (sistema termodinamico) allora si può

facilmente vedere come il lavoro termodinamico svolto all'interno del sistema dal fluido (dato sempre

dalla [29]) non è quello che risulta disponibile (e quindi tecnicamente utilizzabile) all'esterno. Occorre,

infatti, tener conto dei lavori di immissione ($p_1 v_1$) nel sistema e di estrazione ($-p_2 v_2$) dal sistema. Pertanto si

ha che il lavoro disponibile esternamente è dato dalla differenza fra quello che il fluido fornisce nella

sua espansione (

21

$\int p dv$) meno il lavoro di flusso ($p_2 v_2 - p_1 v_1$) e quindi:

22

1 2 2 1 1 1

$$L' = \int p \times dv - (p_2 v_2 - p_1 v_1) = - \int v \times dp [33]$$

ove si è tenuto presente la regola dell'integrazione per parti del primo integrale. Alla stessa

relazione si perviene se si applica il metodo del bilancio per un sistema aperto. Infatti dovremmo

scrivere per il sistema di Figura 8 la seguente equazione di bilancio energetico:

$$0 \text{ entrante tecnico uscente teorico } L - L - L + L =$$

Ovvero, con riferimento ai versi e ai valori indicati in figura:

$$1 2 ' 0 \text{ tecnico Teorico } L - L - L + L =$$

che, noti gli stati 1 e 2 e la trasformazione termodinamica di espansione, diviene:

2

1 1 2 2 1

$$' \text{ tecnico } p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int p dv = L$$

che è la [33] che definisce il lavoro tecnico di un sistema termodinamico.

Quindi il lavoro tecnico è dato dall'area racchiusa dalla linea di trasformazione (vedi Figura 10) e

l'asse delle pressioni. Il segno negativo dell'integrale si giustifica osservando che se la pressione cresce il volume decresce e viceversa.

p1v1

p2v2

21

$$L = \int p dv$$

21

$$L' = - \int v dp$$

L1

L2

Figura 8: Lavoro tecnico di un sistema termodinamico

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

33

Se ricordiamo la definizione di entalpia data dalla [5] e differenziamo ambo i membri si ottiene:

Q

$$dh = du + p dv + v dp + q dv$$

δ

$$= + + = \delta + 14243$$

da cui si ricava:

$$\delta q = dh - v dp [34]$$

Questo risultato, già trovato in precedenza, è di grande importanza nella Termodinamica

Applicata. Esso dimostra come l'entalpia sia, in genere, il potenziale termodinamico di maggiore interesse

per le applicazioni tecniche e ingegneristiche. Inoltre, come già accennato in precedenza, dalla [34] si

ricava che:

× Per trasformazioni adiabatiche ($\delta q = 0$) si ha $-v dp = -dh$ e quindi il lavoro tecnico è pari alla

diminuzione di entalpia;

× Per trasformazioni isobare ($dp=0$) si ha ($\delta q=dh$) e quindi il calore scambiato è dato ancora dalla variazione di entalpia.

Pertanto l'entalpia fornisce le variazioni del lavoro tecnico e del calore scambiato nelle due

trasformazioni termodinamiche più usate nell'impiantistica termotecnica. Si vedranno in seguito alcune

importanti applicazioni.

3.4 PIANO TERMODINAMICO DI CLAPEYRON

Nei paragrafi precedenti si è spesso utilizzato, per le rappresentazioni grafiche delle

trasformazioni termodinamiche esaminate, il piano (p,v) detto Piano di Clapeyron. In esso si ha in ascisse il

volume specifico del fluido e in ordinate la pressione. Questo piano ha assunto grandissima importanza

ed è uno dei riferimenti fondamentali per l'Ingegneria Meccanica poiché riporta in assi due grandezze

meccaniche direttamente misurabili.

Oltre al diagramma (p,v) si può spesso utilizzare anche il piano (p,V) che riporta in ascisse il

volume totale del fluido. Questo diagramma non può essere considerato un diagramma termodinamico

poiché si riferisce ad una ben precisa massa di fluido ($V = mv$).

Esso, però, riveste grande importanza pratica perché è immediatamente fornito sperimentalmente

riportando in ascisse lo spostamento di un indicatore solidale con la parete del pistone in un cilindro motore.

La rappresentazione delle trasformazioni mediante curve di spessore ideale costituisce una

implicita affermazione che esse sono reversibili. Tutti i calcoli relativi a grandezze di scambio ottenuti da

queste rappresentazioni (lavoro, energia termica, ...) sono, per conseguenza, ideali nel senso che non

tengono conto delle perdite reali che comunque sono presenti.

Il lavoro ideale (vedi Figura 9) è quindi maggiore del lavoro reale della trasformazione e così pure

il calore scambiato calcolato risulta in difetto del termine di dissipazione.

Nel piano (p,v) si possono rappresentare facilmente le grandezze meccaniche (p e v) con segmenti

paralleli agli assi cartesiani mentre le grandezze termiche sono rappresentate da curve spesso di difficile

tracciamento.

Una isoterma, ad esempio, è rappresentata da un ramo di iperbole equilatera (come si deriva

dall'equazione caratteristica $p v = RT$).

Una isoentalpica ha andamento coincidente con l'isoterma per un gas ideale ma può avere

diverso andamento per un fluido reale³⁶. Analogamente sul piano di Clapeyron è possibile calcolare il

lavoro tecnico come area sottesa dall'asse delle ordinate e la curva di

trasformazione considerata, come indicato in Figura 10.

Si osservi che un piano termodinamico è sempre riferito ad 1 kg massa di sostanza.

³⁶ Giustificeremo nel prosieguo (vedasi l'Effetto Joule Thompson) questa diversità fra isoentalpica ideale e isoentalpica reale.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

34

v

p

AB

Reversibile

B_A

$$\mathcal{L} = \int p dv$$

Figura 9: Lavoro ideale nel piano di Clapeyron

Spesso si utilizzano diagrammi riferiti a masse diverse o anche variabili, come, ad esempio, nei

diagrammi all'indicatore o di Watt ottenuti ponendo in ascissa il volume totale occupato da un fluido di

lavoro in un cilindro e in ordinate la pressione in esso regnante.

v

p

AB

Reversibile

B_t

tecnico A

$$\mathcal{L} = - \int v dp$$

Figura 10: Lavoro tecnico nel piano di Clapeyron

Questo tipo di diagramma è ottenuto mediante un collegamento automatico di un pennino

scrivente collegato al pistone (ascisse) e con movimento in verticale collegato alla pressione.

Il diagramma di Watt non va confuso con il piano di Clapeyron che è un piano termodinamico.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

35

4 SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Fino ad ora abbiamo quasi sempre fatto riferimento a trasformazioni ideali e a sostanze ideali ed

abbiamo enunciato il Primo Principio come principio della conservazione dell'energia o anche (e forse meglio)

della equivalenza energetica. L'osservazione della realtà ci porta a concludere che le cose non vanno sempre

come le vogliamo supporre e che le trasformazioni reali sono ben diverse da quelle ideali. Con ciò non

si vuole negare la validità (invero grandissima, rivoluzionaria!) delle affermazioni fatte in precedenza: esse

hanno consentito di capire come stanno le cose e quindi anche di distinguere i comportamenti reali da

quelli ideali.

Se Newton avesse voluto studiare la caduta dei corpi tenendo conto anche dell'attrito dell'aria

probabilmente avrebbe avuto le idee più confuse: un foglio di carta o un pezzo di piombo sono

sottoposti entrambi alla stessa accelerazione di gravità ma se li lasciamo cadere vediamo che la loro velocità appare diversa per effetto dell'attrito maggiore dell'aria sul foglio di carta che non sul pezzo di piombo. Il paracadute, in fondo, ci consente di precipitare lentamente proprio per quest'attrito dell'aria! L'aver capito che la forza resistiva dovuta all'attrito era un mascheramento del fenomeno della gravità e che quindi non doveva essere presa in considerazione per lo studio della caduta dei corpi e forse stata la manifestazione più elevata di genialità di Newton. Allo stesso modo, se è consentita la parafrasi, se avessimo voluto studiare le trasformazioni termodinamiche senza essere capaci di intuire ciò che è dovuto ad un fenomeno, rispetto ad altri fenomeni spesso concomitanti (fenomeni dissipativi), forse non avremmo ottenuti grandi risultati. E in effetti uno sguardo storico alla successione degli eventi avvenuti nel secolo scorso ci porta ad osservare che fu scoperto per primo il Secondo Principio e non il Primo Principio. Infatti Sadi Carnot enunciò il suo Principio di Carnot all'inizio dell'ottocento, mentre Thompson, Gibbs, Clausius, ... enunciarono il Primo Principio nella seconda metà dell'ottocento. Lo stesso Carnot non era molto convinto delle idee diffuse al momento dell'enunciazione del postulato che porta il suo nome. In quel tempo prevaleva la teoria del fluido calorico e quindi di equivalenza energetica non se parlava neppure. È difficile enunciare il Secondo Principio della Termodinamica perché è possibile farlo in moltissimi modi formalmente diversi, apparentemente di contenuto differente, ma che sostanzialmente riflettono lo stesso concetto: la realtà evolve sempre in modo dissipativo. Pertanto tutto l'apparato matematico sin qui costruito e da intendere come un riferimento al limite ideale di trasformazioni reversibili. Il calcolo che con le idealizzazioni suddette possiamo eseguire per una qualunque trasformazione termodinamica è sempre in difetto rispetto alle condizioni reali nelle quali, come già anticipato, dobbiamo fare i conti con le cause di irreversibilità quali l'attrito nelle trasformazioni meccaniche, le correnti di Foucault e l'effetto Joule nelle trasformazioni elettriche, la viscosità dinamica e le perdite di pressione nel moto dei fluidi, ...

4.1 ENUNCIATI DI KELVIN, CLAUDIUS, CARNOT, DUHEM

Non si vuole qui fare una trattazione lunga e completa di quest'argomento, per altro già introdotto nei corsi di Fisica Generale 1, perché si andrebbe oltre i limiti del

corso (che grande interesse, anche filosofico, desta lo studio del Secondo Principio!) ma ci si limiterà a dare un'enunciazione

semplificata ed intuitiva. Nel corso di Fisica Generale 1 l'Allievo ha già visto le considerazioni fisiche che sono alla base di questo principio della Termodinamica Classica.

Storicamente il Secondo Principio della Termodinamica viene espresso tramite quattro apparentemente diversi enunciati (qui consideriamo solo gli aspetti termici delle trasformazioni subite da un sistema termodinamico):

Enunciato di Clausius

Il calore fluisce spontaneamente da una sorgente a temperatura più elevata verso una a

temperatura più bassa;

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

36

Enunciato di Kelvin

Non è possibile ottenere lavoro ciclicamente avendo a disposizione solo una sorgente di calore,

come mostrato immediatamente nel prosieguo;

Enunciato di Carnot

Non è possibile costruire una macchina avente un rendimento di trasformazione³⁷ maggiore

della macchina di Carnot che evolve reversibilmente fra due sorgenti di calore a temperatura T_1 e T_2

mediante due trasformazioni isoterme e due adiabatiche.

Enunciato di Duhem

Una trasformazione reversibile più la sua inversa non lasciano traccia nell'ambiente.

4.1.1 ENUNCIATO DI CLAUDIUS

Malgrado la loro apparente diversità questi enunciati (e ce ne sono ancora altri dovuti ad altri

ricercatori in campi specifici, ad esempio P. Curie) dicono la stessa cosa e rappresentano, quindi, modi

diversi di enunciare il Secondo Principio della termodinamica. Questo enunciato indica una direzione

naturale obbligata nel trasferimento di energia termica: il calore³⁸ passa spontaneamente da

temperatura maggiore verso temperatura minore.

È fondamentale comprendere il valore dell'avverbio spontaneamente: tutti noi sappiamo che

nei frigoriferi domestici facciamo esattamente l'opposto e cioè raffreddiamo corpi estraendone il calore

e riversandolo nell'ambiente esterno (a temperatura più elevata) ma ciò non avviene spontaneamente

bensì a spese dell'energia elettrica che consumiamo. Se lasciamo una tazzina di caffè sul tavolo

troveremo che dopo qualche tempo il caffè si è portato alla stessa temperatura dell'ambiente, diciamo

cioè che si è raffreddato.

È questo ciò che avviene in natura spontaneamente. Ogni volta che vogliamo

alterare il naturale andamento delle cose dobbiamo spendere energia e quindi pagarne il costo. L'enunciato di Clausius definisce una freccia ossia una direzione obbligata nello svolgimento delle trasformazioni naturali. Esse si evolvono sempre in quella direzione e mai viceversa e pertanto tutte le trasformazioni non sono più reversibili.

4.1.2 ENUNCIATO DI KELVIN

La forma di Kelvin, che si può dimostrare essere equivalente a quella di Clausius (nel senso che si nega una forma si nega anche l'altra) introduce un concetto del tutto nuovo sulla trasformabilità dell'energia termica.

Sappiamo, infatti, che è possibile trasformare tutta l'energia cinetica in potenziale o viceversa, che è possibile trasformare energia meccanica (cinetica o potenziale) in elettrica e viceversa, ma ora scopriamo che per trasformare ciclicamente energia termica in meccanica non basta avere una sorgente ad una data temperatura ma ne occorrono almeno due. In effetti questo è vero solo se la trasformazione avviene ciclicamente, cioè in modo tale che il sistema ritorni sempre allo stato iniziale.

Qualora rinunciassimo all'avverbio ciclicamente si può intuire facilmente che ciò non è più vero.

In Figura 11 si è riportato il caso di un gas contenuto in un cilindro di dimensioni finite, riscaldato in basso mediante una fiamma. Per effetto del riscaldamento il gas si espande e sposta verso l'alto il pistone che, mediante un meccanismo di tipo meccanico (ruota dentata e cremagliera), fa ruotare una ruota dentata e quindi fornisce all'esterno lavoro. La trasformazione di espansione si deve arrestare quando si raggiunge il fondo superiore e quindi non si può più avere lavoro in modo ciclico.

³⁷Per rendimento di trasformazione (η) si intende il rapporto fra il lavoro netto (L_n) ottenuto da un ciclo e il calore ceduto (Q) al fluido: cioè si ha : $\eta = L_n/Q$.

³⁸Il Calore e energia termica in movimento. È corretto riferirsi a questo termine solo quando si ha trasferimento di energia. Qualche volta si utilizzano, ancora tutt'oggi, forme infelici che derivano da un uso secolare di termini impropri. Si pensi, ad esempio, alla definizione di calore specifico dei corpi la cui origine nasce dalla vecchia Calorimetria. Sarebbe meglio usare il termine Energia specifica di un corpo. Si ritornerà su questo concetto più avanti.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

37

Dobbiamo, infatti, riportare il pistone indietro e questo richiede un raffreddamento del gas e quindi dobbiamo avere una sorgente a temperatura inferiore a quella precedente di riscaldamento, proprio come Kelvin ha enunciato.

Le macchine termiche che utilizziamo quotidianamente sono macchine cicliche e pertanto soggette al Secondo Principio della Termodinamica.

Lavoro
Gas
Calore

Figura 11: Trasformazione con ciclica di calore in lavoro

4.1.3 ENUNCIATO DI CARNOT

Il terzo enunciato, quello di Carnot, è più complesso rispetto ai precedenti ma si può dimostrare

che è strettamente legato ad essi. I riflessi tecnici del postulato di Carnot sono enormi se si considera che

esso ha consentito di creare un riferimento per tutte le macchine reali.

Inoltre dal postulato di Carnot deriva anche la definizione della scala della temperatura

termodinamica e poi della temperatura assoluta (scala Kelvin) oggi assunta quale scala fondamentale

per la misura della temperatura.

T1

T2

Q1

Q2

L

Sistema

Termodinamico

Serbatoio Caldo

Serbatoio Freddo

CALORE FORNITO

CALORE CEDUTO

LAVORO

UTILE

Figura 12: Rappresentazione della Macchina di Carnot

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

38

La macchina di Carnot è costituita (vedi Figura 12) in modo da lavorare con un fluido ideale (e

questa è una idealizzazione importante perché il fluido ideale non esiste in natura ma ci si può avvicinare

molto con gas rarefatti a bassa pressione) fra due serbatoi³⁹ a temperatura diverse T_1 e T_2 .

Le trasformazioni termodinamiche che compongono questo ciclo sono: due isoterme e due

adiabatiche reversibili (vedi Figura 13 più avanti). Con un semplice bilancio al sistema termodinamico

indicato in figura si ottiene il lavoro che la macchina fornisce e che risulta :

$$L = Q_1 - Q_2$$

Pertanto non tutto il calore fornito dalla sorgente calda, Q_1 , viene trasformato in lavoro ma solo

una parte e il rimanente viene riversato sul serbatoio freddo a temperatura T_2 .

Il rendimento di

trasformazione del ciclo vale, in generale:

$\eta = \frac{L}{Q_1}$

$= \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$

$= 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$

$= 1 - \frac{T_2}{T_1}$

$= \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad [35]$

e si dimostra che solo per la macchina di Carnot⁴⁰ si ha anche:

²²

¹¹

1 1

$Q\mathcal{T}$

$Q\mathcal{T}$

$$\eta = - = - [36]$$

L'enunciato di Carnot afferma che e sempre :

²²

¹¹

1 1

$Q\mathcal{T}$

$Q\mathcal{T}$

$$\eta = - \leq - [37]$$

La condizione di eguaglianza si ha solo quando le trasformazioni sono reversibili e il ciclo e quello di

Carnot formato da due isoterme e due adiabatiche ideali⁴¹ quindi da trasformazioni sempre reversibili.

Si vuole qui osservare che la scelta delle due tipologie di trasformazioni ideali (isoterme e

adiabatiche reversibili) non e casuale. Carnot non si e svegliato una mattina avendo sognato la

combinazione vincente ma ha derivato il suo ciclo ideale da semplici e potenti ragionamenti.

Fra l'altro va osservato che parte dei ragionamenti che seguono non potevano essere fatti in quel

periodo storico perche le conoscenze dell'epoca erano ancora troppo limitate.

Noi possiamo fare a

posteriori considerazioni teoriche che sintetizzano oltre un secolo di sviluppi teorici nel campo della

Termodinamica. Proprio per questo l'intuizione di Carnot deve essere considerata di maggior valore.

Irreversibilita negli scambi termici

Vediamo di rendercene conto anche Noi. La macchina di Carnot deve operare con trasformazioni

reversibili (e questa l'ipotesi fondamentale da tenere presente!) e pertanto ogni sua trasformazione deve

esserlo. Se la macchina scambiasse calore con i due serbatoi di energia a temperatura T_1 e T_2 in modo

non isotermico avremmo allora una differenza di temperatura che, per l'enunciato di Clausius,

renderebbe le stesse trasformazioni irreversibili. Quindi il calore deve passare dal serbatoio caldo alla

macchina di Carnot e da questa al serbatoio freddo facendo in modo di non creare irreversibilita e

quindi mediante due isoterme.

Nella realta se vogliamo che il calore passi dal serbatoio caldo alla macchina occorre avere una

differenza di temperatura altrimenti, per l'enunciato di Clausius, non si ha trasmissione di energia.

Questa differenza di temperatura e una causa di irreversibilita evidente poiche non si potra mai

realizzare la trasformazione inversa in modo naturale e quindi senza

l'intervento di un sistema esterno
che spenda energia per farla avvenire.

³⁹ Per quel che ci interessa nel prosieguo del corso, definiremmo serbatoio termodinamico un sistema capace di scambiare energia termica senza variare la propria temperatura. In natura questa idealizzazione viene ben rappresentata, ad esempio, da sistemi aventi grandi masse di accumulo come lo e l'atmosfera, il mare, un grande lago o un grande fiume.

⁴⁰ La dimostrazione di questa relazione e di norma oggetto di approfondimento nel corso di Fisica Generale I e pertanto non si ritiene utile dilungarci su quest'argomento.

⁴¹ Chiameremo le adiabatiche ideali con il termine isoentropiche più avanti.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

39

Pertanto nella realtà siamo obbligati ad avere scambi termici irreversibili: per annullare la differenza di temperatura fra serbatoio e macchina dovremmo ricorrere a superfici di scambio infinite.

Infatti l'equazione fondamentale per la trasmissione del calore è:

$$\dot{Q} = K \times S \times \Delta T$$

ove \dot{Q} è il flusso termico scambiato (in Watt), K è un parametro di scambio detto Trasmittanza

termica (in W/m²K) che dipende dai materiali utilizzati e dalle condizioni operative di scambio (come si

vedrà in Trasmissione del Calore), S è la superficie di scambio termico (in m²) e ΔT è la differenza di

temperatura fra serbatoio caldo e la macchina di Carnot (in K). Come si può osservare se vogliamo

annullare ΔT occorre avere $S \rightarrow \infty$ (la trasmittanza K non si può variare a piacere ma è dettata dalle condizioni di scambio termico).

In pratica dovendo utilizzare superfici di scambio finite (questa operazione di riscaldamento del

fluido di lavoro avviene, di solito, mediante dispositivi detti caldaie) deve essere ΔT diverso da zero e

quindi si ha l'introduzione di una irreversibilità.

Un analogo discorso può essere fatto per lo scambio termico fra la macchina di Carnot e il

serbatoio freddo: ci sarà sempre un ΔT e quindi una irreversibilità termodinamica. Quantificheremo nel

proieguo gli effetti di queste irreversibilità sulle perdite di rendimento del ciclo di Carnot e quindi sulla

perdita di lavoro utile ottenibile.

Irreversibilità negli scambi di lavoro

Vediamo ora perché le altre due trasformazioni del ciclo di Carnot debbono essere adiabatiche

reversibili. L'esame della [26] ci dice che se vogliamo avere il massimo lavoro da un sistema

termodinamico (in questo caso il fluido di lavoro della macchina) occorre annullare δQ in modo che

tutta l'energia interna (accresciuta per effetto del riscaldamento dal serbatoio caldo) si trasformi in

lavoro e quindi sia:

$$\delta \mathcal{L} = -du$$

La trasformazione in discussione è certamente l'adiabatica: il sistema non scambia energia termica con l'esterno ma solo energia meccanica. Se però la trasformazione deve essere ideale (reversibile) occorre che detta adiabatica sia anche reversibile⁴², come sopra ipotizzato. Nella realtà le trasformazioni adiabatiche possono essere ben approssimate riducendo di molto il calore scambiato fra macchina ed esterno ma non si possono annullare del tutto le perdite per irreversibilità (attriti).

Se tocchiamo la testata di un motore in funzione non possiamo certo dire che non sia calda; certamente del calore passa dai cilindri interni verso l'ambiente esterno ma la quantità di energia per ciclo così perduta è certamente piccola e, in pratica nei calcoli termodinamici, trascurabile rispetto alla potenza generata. Inoltre per quanto ben lubrificato non si può mai dire che un pistone non generi attrito con le pareti del cilindro e quindi che le perdite di irreversibilità siano nulle. Le trasformazioni adiabatiche reversibili, come si ricorderà dalla Fisica Generale, obbediscono all'equazione:

$$pv^k = C$$

con C costante, $k = c_p/c_v$. Le trasformazioni adiabatiche hanno calore specifico nullo, essendo

$\delta Q = 0$). In genere le trasformazioni reali si approssimano bene con le politropiche che hanno equazioni del tipo:

$$pv^n = C$$

con n variabile teoricamente da $-\infty$ a $+\infty$. Queste trasformazioni non hanno calore specifico nullo, tranne nel caso in cui sia $n=k$.

Pertanto le politropiche non forniscono il massimo lavoro utile e quindi il rendimento di una macchina che opera secondo queste trasformazioni ha certamente rendimento termodinamico inferiore a quella di Carnot.

⁴² Definiremo l'adiabatica reversibile come isoentropica.
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

40

4.1.4 ENUNCIATO DI DUHEM

Se si ricorda quanto detto nel §2.9 sulle trasformazioni reversibili si può concludere che

l'enunciato di Duhem sia conseguenza diretta della stessa definizione di reversibilità di una trasformazione termodinamica.

In questo caso l'enunciato di Duhem non solo definisce, in modo coerente con il 2° Principio, una trasformazione reversibile ma ne rivela anche l'impossibilità pratica di realizzarla.

Infatti una trasformazione reale, anche sulla base dei primi due enunciati di

Clausius e Kelvin,
 non può avvenire senza differenze di potenziali e quindi, di fatto, le
 trasformazioni reali sono
 sempre irreversibili.

4.2 SCALA ASSOLUTA E TERMODINAMICA DELLA TEMPERATURA

È noto dalla Fisica Generale che è possibile misurare la temperatura
 (parametro macroscopico esterno che
 esprime il livello dell'energia interna di un corpo) mediante le stesse proprietà
 dei corpi. Ciò viene regolarmente
 fatto tutti i giorni ad esempio con i termometri a mercurio e con quelli a gas.
 In quest'ultimo caso si sfrutta il principio fisico che per un gas a volume
 costante (e a bassa
 pressione per avvicinarlo alle condizioni di gas ideale) la pressione esercitata è
 proporzionale alla
 temperatura del gas medesimo. Cioè vale la relazione:

$$T = C \times p + D \quad [38]$$

con C e D costanti sperimentali del gas. Se si effettuano varie misure con gas
 diversi si osserva

che tutte le rette del tipo [38] si incontrano in un punto avente valore -273.15
 per pressione p nulla. A

questo valore si riferisce lo zero assoluto della scala Kelvin. Mediante il ciclo di
 Carnot si può anche

definire una scala termodinamica in considerazione del fatto che, per la [36] il
 rendimento termodinamico

di Carnot dipende solo dalla temperatura delle sorgenti, $\eta = f(T_1, T_2)$. In pratica
 possiamo esprimere anche

un legame funzionale

$$\frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_1}{T_1}$$

$$\left(\frac{Q_2}{T_2} \right)$$

$$Q_f$$

$$T$$

$$T$$

$$Q =$$

per un ciclo di Carnot che opera fra le temperature T_1 e T_2 .

Analogamente si può scrivere per un ciclo di Carnot che operi fra le
 temperature T_2 e T_3 , ossia

$$\frac{Q_3}{T_3} = \frac{Q_2}{T_2}$$

$$\left(\frac{Q_3}{T_3} \right)$$

$$Q_f$$

$$T$$

$$T$$

$$Q =$$

. Se ora immaginiamo un ciclo combinato dei due precedenti e quindi
 operante fra T_1 e

T_3 si ottiene il funzionale

$$\frac{Q_3}{T_3} = \frac{Q_1}{T_1}$$

$$\left(\frac{Q_3}{T_3} \right)$$

$$Q_f$$

$$T$$

$$T$$

$Q =$

. Combinando queste relazioni possiamo però scrivere:

$\frac{1}{2} \frac{1}{3}$
 $\frac{2}{3}$

:

$Q_1 Q_2 Q_3$

$Q_1 Q_2 Q_3$

=

ovvero anche, in base ai legami funzionali sopra indicati:

$\frac{1}{3}$

$\frac{1}{2}$

$\frac{2}{3}$

(,)

(,)

(,)

$f T T$

$f T T$

$f T T$

= [39]

È evidente che T_3 non gioca alcun ruolo essendo scelta arbitrariamente, come del resto si evince dall'osservazione che il primo membro non dipende da essa. Pertanto possiamo scrivere la [39] nella

forma:

$\frac{1}{2}$

$\frac{1}{2}$

$\frac{2}{3}$

(,)

(,)

(,)

$T f$

T

T

$T =$

Ψ

Ψe

quindi anche:

$\frac{1}{2}$

$\frac{1}{2}$

(,)

(,)

(,)

$Q T$

$Q T$

= Ψ

Ψ [40]

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

41

Il secondo membro esprime il rapporto fra due temperature termodinamiche. La relazione [40] ci dice

che il rapporto di due temperature termodinamiche è pari al rapporto fra le quantità di calore scambiate

dalla macchina di Carnot che opera fra queste temperature. Se fissiamo il valore della temperatura

termodinamica di un punto, ad esempio $\theta_T = 273.16$ K allora la [40] si può ancora scrivere:

$\frac{1}{2}$

$\frac{2}{T}$

$Q_2 =$

Θ

Θ da cui si deriva la nuova definizione operativa della temperatura termodinamica:

273.16

T

Q_1

$\Theta = [41]$

Questa relazione ci dice che la quantità di calore scambiata dalla macchina di Carnot (e

indipendente dal fluido perché supposto ideale) può essere considerato una proprietà termometrica e

quindi utilizzato per misurare la temperatura termodinamica dei corpi. La

temperatura di 273.16 K

assume ancora un significato fisico importante. Scritto il rendimento di Carnot nella forma:

$\frac{Q_2}{Q_1}$

$=$

$\frac{T_2 - T_1}{T_1}$

$Q_1 \eta$

$=$

$-$

$=$

$-$

Θ

Θ_s

si definisce zero assoluto quella temperatura che rende pari ad uno il rendimento di Carnot. Questo

fatto ha portato a dire, ponendo in relazione la scala termodinamica con quella assoluta, che le due scale

coincidono e che pertanto la scala assoluta ha anche un valore termodinamico operativo, cioè si ha:

$\frac{Q_2}{Q_1}$

$=$

$\frac{T_2 - T_1}{T_1}$

Θ

Θ Per la [

41] si ha anche:

$\frac{Q_2}{Q_1}$

$=$

Θ

Θ ovvero Θ

$=$

T. La temperatura termodinamica coincide con la temperatura misurata con un gas

ideale, la temperatura assoluta. Possiamo usare la macchina di Carnot come termometro ideale per la

misura della temperatura assoluta.

4.3 ENTROPIA E SUO SIGNIFICATO FISICO

Dall'espressione del rendimento della macchina di Carnot, riscrivendo opportunamente i termini di temperatura e calore (presi in valore assoluto e rispettando la convenzione dei segni), si ha la seguente

disequazione nota anche come disequazione di Clausius:

\sum_{12}^{12}

0

$\frac{Q}{T}$

$+ \leq [42]$

ove il segno uguale va considerato solo nel caso ideale del ciclo di Carnot con trasformazioni

reversibili. Se si considerasse un ciclo con infinite sorgenti a temperatura diversa (vedi Figura 13) si

potrebbe scrivere la relazione precedente nella forma più generale seguente:

0

\sum_{QT}

$\leq [43]$

e vale ancora quanto sopra specificato per la condizione di uguaglianza. Se consideriamo infiniti

cicli elementari la sommatoria si trasforma in integrale circolare:

0

\sum_{QT}

$\delta \leq \int [44]$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

42

In termini matematici la relazione precedente dice che per trasformazioni reversibili (cioè quando

vale il segno di uguaglianza) si può definire una nuova grandezza

termodinamica tale che abbia

circuitazione nulla e quindi essa è un differenziale esatto:

Q

dS

T

$\delta [45]$

ove con S si definisce l'entropia (misurata in J/K) e che risulta essere un nuovo potenziale

termodinamico cioè è indipendente dal percorso ma dipende solo dagli stati termodinamici del sistema. Come

si ricorderà δQ non è un potenziale termodinamico mentre $dS = \delta Q/T$ lo è. Il fattore $1/T$ si suole dire che

normalizza δQ rendendolo un differenziale esatto.

Consideriamo un ciclo composto da una trasformazione reversibile di andata ed una irreversibile

di ritorno, come indicato in Figura 6. Essendo l'entropia grandezza di stato essa risulta funzione solo dei

punti termodinamici e quindi per un ciclo (qualunque esso sia, reversibile o non) la sua variazione deve essere

nulla.

Se per la trasformazione reversibile si può scrivere:

B
 $B A A$
reversibile

Q
 $S S$
 T

$$\int_B^A \frac{\delta Q}{T} = S_A - S_B$$

$$\int_A^B \frac{\delta Q}{T}$$

per la trasformazione inversa irreversibile si ha:

$A A$
 $B B$
irreversibile

Q
 $S S$
 T

$$\int_A^B \frac{\delta Q}{T} - \geq S_B - S_A$$

$$\int_B^A \frac{\delta Q}{T}$$

E poiché per l'equazione [44] la funzione integranda è minore di zero (o pari a zero solo se al limite della reversibilità) allora occorre immaginare che per le trasformazioni irreversibili si abbia anche una produzione di entropia sempre positiva $\delta S_{\text{irreversibile}}$ tale che la somma delle due quantità sia esattamente nulla: $[(S_B - S_A)]_{\text{Rev}} + [(S_A - S_B)]_{\text{irr}} = 0$.

p
 $v v$
 p
 $Q+$
 Q_{LL+}
 CICLO DI CARNOT CICLO AD INFINITE TEMPERATURE
 T_1
 T_2

Figura 13: Confronto fra ciclo di Carnot e ciclo a infinite sorgenti

Per trasformazioni non reversibili (e quindi per trasformazioni reali) si può allora scrivere la nuova forma della relazione di Clausius che rappresenta anche l'espressione analitica del Secondo Principio della termodinamica:

Re
irreversibile

dQ
 $dS S$
 $T =$

$$\int \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{\text{irreversibile}} = S_B - S_A \quad [46]$$

Questa relazione dice che in una trasformazione reale la variazione di entropia è pari alla variazione di $\int \frac{\delta Q}{T}|_{\text{reale}}$ (termine che si può calcolare nota il calore scambiato e la temperatura a cui esso viene scambiato) alla quale va aggiunta una grandezza sempre positiva pari a $\delta S_{\text{irreversibile}}$ detta anche produzione di irreversibilità del sistema (o vivacità) e che dipende dalla trasformazione termodinamica (cioè dal cammino seguito).

Il termine di irreversibilità $\delta S_{\text{irreversibile}}$ non è di solito facilmente calcolabile perché è proprio quello che è dovuto alla presenza di attriti vari (in senso meccanico, elettrico e termico) e di irreversibilità di varia natura.

In genere si utilizza la [46] per calcolare $\delta S_{\text{irreversibile}}$ facendo la differenza fra la variazione di entropia (sempre calcolabile con una trasformazione reversibile) e l'integrale

$$\int_{\text{reale}} \frac{\delta Q}{T}$$

La relazione di Clausius è fondamentale per lo studio dei processi irreversibili e per la nuova

Termodinamica basata sui rendimenti exergetici (si dirà fra breve cos'è l'exergia) delle trasformazioni termodinamiche e non solamente sui rendimenti energetici.

Quando $\delta S_{\text{irreversibile}}$ diviene trascurabile o lo si vuole intendere tale, allora la precedente relazione

diviene in tutto coincidente con la definizione di entropia ($dS = \delta Q/T$) e la trasformazione è considerata

ideale e detta anche isoentropica. Si osservi che una trasformazione è adiabatica quando $\delta Q = 0$ ma ciò non significa, per la [46], che sia reversibile potendosi avere:

Re
0 irreversibile irreversibile

$$dS = \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{\text{irreversibile}}$$

$$= + =$$

Se la trasformazione è isoentropica allora debbono essere contemporaneamente nulli δQ e $\delta S_{\text{irreversibile}}$.

Pertanto la trasformazione isoentropica è sempre reversibile mentre l'adiabatica tende alla isoentropica

se si riducono a zero le irreversibilità. Per questo motivo nel definire le trasformazioni del ciclo di

Carnot (necessariamente reversibili per definizione) si è utilizzata l'espressione (che possiamo ora definire impropria)

di adiabatica reversibile. Possiamo ora correttamente definire le trasformazioni fondamentali del ciclo di

Carnot come isoterme e isoentropiche. La seconda legge [46] può anche essere espressa come variazione

temporale (flusso di entropia) per un sistema isolato mediante la relazione:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\delta Q}{T} + \frac{dS_{\text{irreversibile}}}{dt}$$

Sistema isolato \mathcal{V} Isolato

$d d$

$\rho \tau$

τ

$\square \square$

$= \square \square \geq$

$\square \square$

\int ovvero anche nella forma:

0 *irreversibile*

Isolato

dS

$S d$

τ

$- \& = [47]$

ove $\int_{\text{irrev}} dS$ e la produzione per unita di tempo di entropia per irreversibilita.

L'equazione di Clausius induce un'altra affermazione che tanto ha fatto pensare i ricercatori e i

filosofi contemporanei: le trasformazioni reali sono sempre ad entropia crescent e. Cio ha portato a

concludere che per i sistemi isolati l'entropia tende sempre a crescere e in particolare l'universo (sistema

isolato per definizione in quanto contiene in se tutti i sistemi termodinamici) ha entropia sempre crescente.

La portata di questa affermazione risulta chiara se si tiene conto del fatto che un aumento di

entropia comporta una diminuzione della capacita di compiere lavoro ovvero di trasformare calore in

lavoro. Se consideriamo la macchina di Carnot (che, ricordiamo, e quella che ha rendimento termodinamico

massimo rispetto a tutte le macchine reali che l'uomo puo costruire) si ha:

2

$\max 1$

1

1

$T L$

Q

T

$\square \square$

$= \square - \square$

$\square \square$

[48]

ove con L_{\max} si intende il lavoro massimo (detto anche exergia) che si puo ottenere dalla quantita

di calore Q_1 e il fattore in parentesi tonda e, com'e facile riconoscere, il rendimento di Carnot (che e il

massimo possibile!).

La precedente relazione ci dice che L_{\max} e quanto possiamo ottenere, nelle condizioni migliori,

dalla quantita di calore Q_1 .

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

44

La differenza rispetto a Q_1 e il lavoro perduto cioe quella parte di energia termica che non si puo

piu trasformare in lavoro qualunque sia il ciclo o la trasformazione che

immaginiamo. Tale

quantità e detta anergia, indicata con A , e vale:

T_1

T

$A Q$

T_2

[49]

Ora l'anergia si può scrivere anche in diverso modo utile alla comprensione del concetto di entropia:

T_1

T_2

T

$Q A$

T

T

S

T_2

$= \Delta S$ [50]

essendo $\Delta S = Q_1/T_1$ la variazione di entropia del serbatoio caldo. Pertanto l'anergia (cioè l'energia perduta) è data dal prodotto della temperatura inferiore del ciclo per la variazione di entropia.

Ecco che il significato della precedente affermazione (l'entropia dell'universo è sempre crescente) è anche il seguente: l'universo (come sistema isolato) evolve in modo tale che è sempre crescente la sua anergia ovvero che diminuisce la capacità di trasformare calore in lavoro meccanico.

Quest'osservazione, unitamente alle osservazioni di Boltzmann sul significato statistico

dell'entropia (vedi più avanti), ha fatto sì che si desse all'entropia un significato fisico importante:

l'entropia è una grandezza termodinamica proporzionale all'ordine interno del sistema.

Pertanto, l'aumentare dell'entropia equivale anche al crescere del disordine interno di un sistema e

quindi della sua capacità di fornire lavoro all'esterno. In modo semplice si può osservare che il lavoro

massimo da un calore Q_1 un valore che dipende dalla sua temperatura T_1 rispetto alla temperatura T_2 (di

solito coincidente con la temperatura dell'ambiente esterno su cui si va a scaricare il calore Q_2): tanto più elevata è la

temperatura T_1 tanto maggiore è il lavoro ottenibile nella trasformazione e, al limite, quando $T_1 = T_2$ il lavoro

ottenibile diventa nullo.

Per chiarire il significato fisico di entropia immaginiamo di avere 1 kg di oro sotto forma di

lingotto: esso ha un valore commerciale definito ed elevato. Ma se lo stesso kg di oro lo avessimo sotto

forma di polvere aurea dispersa in un campo di un ettaro di superficie il suo valore sarebbe ben diverso!

Occorrerebbe recuperarlo e cioè ordinare tutto l'oro in un blocco omogeneo.

Qualcosa di simile succede

con il calore: se e ad elevata temperatura rispetto all'ambiente esso ha un elevato valore perche si trasforma meglio in lavoro (vedi espressione del lavoro massimo) mentre se e a bassa temperatura il suo valore energetico e sempre piu basso fino ad annullarsi quando la temperatura coincide con quella ambiente.

Boltzmann ha dimostrato che l'entropia e proporzionale al logaritmo naturale della probabilita che le particelle componenti si trovino in un volume considerato, alla pressione e alla temperatura del sistema. Si ha, cioe:

$$S = k \ln P \quad [51]$$

con $k = 1.38 \cdot 10^{-34} \text{ J/K}$ detta costante di Boltzmann. Per un sistema isolato l'entropia totale del

sistema e proporzionale al logaritmo naturale della probabilita dello stato del sistema. Si osserva subito

che e maggiormente probabile uno stato piu disordinato rispetto ad uno stato ordinato e quindi se l'evoluzione dei sistemi termodinamici porta ad avere un maggior disordine interno si ha anche una maggiore entropia.

In fondo dire che l'entropia di un sistema isolato cresce e lo stesso che dire che il disordine di un sistema isolato cresce.

L'evoluzione naturale dei sistemi tende a procedere verso stati piu disordinati e casuali (cioe verso

stati ove si hanno meno individualita ovvero si ha un minor numero di sottosistemi organizzati) mentre risulta

impossibile il contrario. Ad esempio se si hanno due recipienti contenente uno vapore d'acqua e l'altro

il vuoto e si pongono i comunicazione fra di loro allora si puo certamente pensare che il sistema si

evolgera in modo da annullare le diversita e quindi fara migrare il vapore verso il sistema vuoto per cui

alla fine si avra vapore in entrambi i recipienti (in questo stato si hanno maggiori possibilita di posizioni spaziali

delle molecole di vapore rispetto allo stato iniziale di separazione!).

La trasformazione contraria non puo avvenire, cioe sara impossibile che il vapore si separi da solo

tutto in un recipiente lasciando vuoto il secondo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

45

L'evoluzione naturale, quindi, puo univocamente avvenire verso il disordine ovvero la capacita di

auto organizzazione dei sistemi termodinamici tende sempre a diminuire⁴³.

Se consideriamo ancora due sistemi a diversa temperatura allora il calore passera spontaneamente

da quello a temperatura maggiore verso quello a temperatura minore.

Apparentemente non si ha

variazione di volume e quindi non si produce alcuna riorganizzazione spaziale dei due sistemi (si

suppongano i due sistemi solidi), diversamente dal caso precedente di spostamento del vapore da un sistema

all'altro. Pur tuttavia la Termodinamica Statistica ci dice che il disordine interno di un sistema dipende dalla sua temperatura. La trasmissione di calore fra i due sistemi accresce il disordine molecolare dei due sistemi rispetto allo stato antecedente alla trasmissione, cioè il sistema finale tende verso stati meno strutturati e quindi più casuali.

Con riferimento alla Figura 14 si ha che il sistema A diminuisce la sua temperatura e quindi passa da un maggior disordine molecolare (vedi significato statistico della temperatura dalla Teoria Cinetica dei gas) ad un minor disordine molecolare, quindi passa da uno stato meno organizzato ad uno più organizzato. La perdita di energia ($-Q$) comporta, quindi, una maggiore organizzazione del sistema A. Il sistema B, al tempo stesso, riceve l'energia Q e accresce la sua energia interna passando da uno stato a bassa temperatura e pertanto più organizzato ad uno a maggior temperatura e quindi meno organizzato (o più disordinato).

Il sistema complessivo $A + B$, isolato per ipotesi come rappresentato in figura, passa complessivamente ad un livello di disorganizzazione maggiore rispetto allo stato iniziale. Anche se uno dei due sottosistemi appare più organizzato (il sistema A), il sistema complessivo ($A + B$) è maggiormente disorganizzato. Pertanto la trasmissione del calore accresce il disordine totale del sistema, rispettando la legge dell'evoluzione naturale dei sistemi termodinamici isolati (entropia crescente). In definitiva il disordine di un sistema termodinamico può essere cambiato in due modi:

- × Riarrangiamento spaziale del sistema ;
- × Trasmissione del calore.

Figura 14: Trasmissione di calore fra due sistemi
L'equivalenza:

Entropia \equiv Disordine

e ormai entrata nell'uso comune delle persone in vari settori della vita. Si parla di entropia del linguaggio, di entropia teatrale, di entropia della comunicazione, di entropia sociale, di entropia economica, E' forse questo il concetto termodinamico più esportato nelle altre discipline.

⁴³ Questa affermazione è vera per sistemi termodinamici in equilibrio. Per sistemi lontani dall'equilibrio Prigogine ha dimostrato che si possono avere strutture dissipative organizzate (ad esempio le celle di Benard) che evolvono in modo diverso da quanto sopra indicato.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

46

Alla luce di tutte queste considerazioni possiamo dire che il Secondo Principio della termodinamica

mette chiarezza nella comprensione del valore dell'energia termica: questa e si una forma energetica metricamente equivalente alle altre (meccanica, elettrica,..) ma il suo valore energetico dipende dalla temperatura alla quale viene prelevata.

Il Secondo Principio, quindi, fornisce una scala di valori per l'energia termica che si trasforma in lavoro meccanico.

4.3.1 ENUNCIATO DI PERRIN E LONGEVIN E LEGGE DI POTIER E PELLAT

Si e parlato fino ad ora di scambi generici fra sistema ed ambiente esterno. In generale si puo scrivere la relazione:

$$\delta Q = \delta Q_i + \delta Q_e \quad [52]$$

ove δQ_i e il calore scambiato internamente fra sottosistemi e δQ_e e il calore scambiato con

l'ambiente esterno. L'entropia e allora definita dalla relazione:

$$dS = \frac{\delta Q_i}{T} + \frac{\delta Q_e}{T}$$

$$= \delta S_i + \delta S_e \quad [53]$$

$$= \delta S_i + \delta S_e \quad [53]$$

$$= \delta S_i + \delta S_e \quad [53]$$

Qualora si suddivida un sistema termodinamico in piu sottosistemi allora per ciascuno di essi vale

la [53] e per tutto il sistema deve essere:

$$dS = \sum_i \frac{\delta Q_i}{T_i} + \frac{\delta Q_e}{T}$$

$$= \sum_i \delta S_i + \delta S_e \quad [54]$$

$$= \sum_i \delta S_i + \delta S_e \quad [54]$$

$$= \sum_i \delta S_i + \delta S_e \quad [54]$$

Il calore interno

Le quantita di calore scambiate internamente hanno grande importanza per i processi irreversibili

per i quali si puo dimostrare, anche con considerazioni qualitative derivanti dall'osservazione

sperimentale delle trasformazioni reali, che e $\delta Q_i \geq 0$.

Si pensi, ad esempio, al contributo dato agli scambi di calore interni dall'attrito nelle

trasformazioni reali: esso e sempre positivo, qualunque sia il verso della trasformazione, e pertanto anche

la produzione di entropia e positiva. Come altro esempio concreto si immagini di avere un serbatoio

non isolato contenete acqua a 20°C e contenente al proprio interno un secondo serbatoio contenente

ghiaccio a 0°C, come illustrato in Figura 15.

L'acqua cede calore internamente al ghiaccio (a temperatura $T_0 = 273$ K) ma supponiamo che

riceva dall'ambiente esterno una pari quantita di energia in modo che la sua temperatura rimanga

invariata a $T_1 = 293$ K. Per la [54] dobbiamo scrivere:

$$dS = \frac{\delta Q_{10}}{T_0} + \frac{\delta Q_{01}}{T_1} + \frac{\delta Q_e}{T}$$

$$= \delta S_{10} + \delta S_{01} + \delta S_e$$

$$= \delta S_{10} + \delta S_{01} + \delta S_e$$

$$= \delta S_{10} + \delta S_{01} + \delta S_e$$

$$\delta - \delta$$

$$\geq + +$$

Come si può osservare deve essere la somma:

$$10$$

$$i i 0 Q Q$$

$$T T$$

$$- \delta \delta$$

$$+ \geq$$

Figura 15: Esempio di scambio positivo di calore interno

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

47

Se invece del ghiaccio all'interno del secondo recipiente ci fosse una sostanza che cambia di fase a

20 °C (o a temperatura molto prossima a quella dell'acqua che la circonda)

allora la precedente relazione diviene:

$$11$$

$$i i 0 Q Q$$

$$T T$$

$$- \delta \delta$$

$$+ \equiv$$

e quindi la variazione totale di entropia dell'intero sistema sarebbe dovuta solamente al termine di scambio esterno

$$Q_e$$

$$T$$

δ. In definitiva la [54] si può sdoppiare in due equazioni:

$$i 0 Q$$

$$T$$

$$\sum \delta \geq [55]$$

e per conseguenza:

$$e Q$$

$$dS$$

$$T$$

$$\geq \sum \delta [56]$$

Da queste relazioni discende subito, per integrazione della precedente, che :

$$B e$$

$$B A A$$

$$Q$$

$$S S$$

$$T$$

$$- \geq \int \sum \delta [57]$$

e, per un sistema termicamente isolato:

$$0 \text{ ovvero } B A dS \geq S \geq S [58]$$

Come conseguenza della [58] discende l'enunciato di Perrin e Langevin del 2° principio della

Termodinamica: un sistema termodinamico reale isolato termicamente non può percorrere un ciclo.

Infatti esso, per quanto dimostrato, non si può presentare con la stessa entropia a meno che non

compia trasformazioni reversibili e quindi sia un sistema ideale.

Applicando la [57] ad un ciclo chiuso deriva l'importante considerazione:

$$\frac{Q_0}{T}$$

$$\delta \leq \int [59]$$

che è una riscrittura della disuguaglianza di Clausius.

Esperienza di Potier e Pellat

Per gli scambi di calore interni abbiamo visto che è sempre difficile fare bilanci mentre più

facilmente ci si può riferire agli scambi di calore esterni. Si osservi la Figura 16 nella quale due (ma in

genere N) serbatoi forniscono energia ad un sistema lavorante sul quale non si fa alcuna ipotesi

costitutiva se non quella che è capace di trasformare in lavoro l'energia termica ricevuta.

I due serbatoi ricevono energia da due macchine di Carnot che sono a loro volta alimentate da un

serbatoio a temperatura T_0 . Il serbatoio A a temperatura T_0 cede al serbatoio 1 la quantità di calore Q_1

attraverso una macchina di Carnot che assorbe il calore q_1 dal serbatoio A. Per il teorema di Carnot

possiamo scrivere, allora:

$$\frac{Q_1}{T_1}$$

$$=$$

$$\frac{q_1}{T_0}$$

$$=$$

Analogamente possiamo scrivere per il serbatoio 2:

$$\frac{Q_2}{T_2}$$

$$=$$

$$\frac{q_2}{T_0}$$

$$=$$

Qualora avessimo avuto più serbatoi a temperature T_i allora si potrebbe generalizzare la relazione

precedente in:

$$\frac{Q_i}{T_i}$$

$$=$$

$$\frac{q_i}{T_0}$$

= FISICA TECNICA INDUSTRIALE -

VOL. 1° -

TERMODINAMICA APPLICATA

48

Sommando tutte le quantità di energia entranti nel sistema lavorante si può allora scrivere:

$$\frac{Q_0}{T_0}$$

$$=$$

$$\frac{Q}{T_0}$$

$$=$$

$$\sum \frac{Q_i}{T_i}$$

$$\sum = \sum$$

Tutti i serbatoi del sistema restano nello stesso stato iniziale (bilancio in pareggio fra energia

ricevuta da A ed energia ceduta al sistema lavorante) mentre il serbatoio A ha perduto la quantità globale di energia $\sum q_i$ e per il principio di conservazione dell'energia questa si deve trasformare nel lavoro L prodotto dal sistema lavorante, ossia deve aversi:

$$\sum_i q_i = L$$

Ma poiché i serbatoi intermedi e le macchine di Carnot danno contributo nullo allora si deve

pensare che il sistema lavorante ha compiuto il lavoro L avendo attinto ad un solo serbatoio esterno, il

serbatoio A a temperatura T_0 , contrariamente a quanto stabilisce il Secondo Principio della

termodinamica (enunciato di Kelvin). Pertanto il lavoro compiuto dal sistema lavorante o è nullo o è

minore di zero, cioè deve essere:

$$L \leq 0$$

e quindi deve essere:

$$L = 0$$

$$Q = \sum q_i$$

$$Q = \sum q_i$$

$$Q = \sum q_i$$

$$Q = \sum q_i$$

$$\sum q_i = \sum q_i \leq 0$$

da cui si deriva per un ciclo, essendo $T_0 < 0$:

$$Q = \sum q_i$$

$$Q = \sum q_i$$

$$\sum q_i \leq [60]$$

Serbatoio
 T₀
 Serbatoio Serbatoio
 T₁ T₂
 M₁ M₂
 q₁
 Q₁
 q₂
 Q₂
 Q₁ Q₂
 SERBATOIO LAVORANTE
 Serbatoio

Figura 16: Esperienza di Potier - Pellat

Questa disuguaglianza, detta di Potier e Pellat, risulta utile nella pratica perché fornisce una

indicazione sui rapporti fra energia fornita dai serbatoi e la temperatura dei serbatoi stessi, prescindendo

dai contributi di quantità di calore scambiati internamente al sistema. È facile osservare che se i

recipienti principali sono due, A e B, allora la precedente relazione si riduce alla relazione di Carnot [42].

Alla luce della [60] possiamo scrivere, per la [46]:

$$\int \frac{dq}{T}$$

$$= \sum \delta + [61]$$

riferita alle sole sorgenti esterne e alle temperature di scambio effettive. In conseguenza il lavoro

reale, che per una trasformazione reversibile è dato da:

$$\delta L = \delta Q - dU = TdS - dU$$

diviene ora:

$${}_{irr} \delta L = TdS - dU - TdS [62]$$

ovvero che il lavoro reale in una trasformazione irreversibile e:

$${}_{irr} L = T\Delta S - \Delta U - T\Delta S [63]$$

Pertanto, se nella rappresentazione grafica delle trasformazioni utilizziamo la convenzione di

trasformazioni reversibili tracciati con una linea continua, nel calcolare i lavori reali (e in genere tutte le

grandezze di scambio reali) occorre tenere presente che le aree nel piano (p,v) di Clapeyron rappresentano

il lavoro termodinamico ideale o il lavoro tecnico ideale e che le grandezze reali sono inferiori di una quantità

pari a $T' \Delta S_{irr}$ che rappresenta la perdita per irreversibilità (attriti interni).

4.3.2 PROCESSI INTERNAMENTE REVERSIBILI ED INTERNAMENTE IRREVERSIBILI

Abbiamo visto come i concetti di trasformazioni reversibili ed irreversibili siano importantissimi

per la Termodinamica e che la riduzione delle irreversibilità, alla luce di quanto discusso nel paragrafo

precedente, sia il fine principale di tutte le ottimizzazioni termodinamiche. Per meglio comprendere

questi concetti si consideri un sistema isolato formato da un certo numero di sottosistemi, ad esempio

quattro indicati con le lettere A, B, C e D, come rappresentato nella figura seguente.

I sottosistemi possono comunicare termicamente e meccanicamente e scambiare massa fra di

loro ma non all'esterno del sistema globale che risulta adiabatico (sistema isolato). Se esaminiamo

ciascuno dei quattro sottosistemi per ciascuno di essi gli altri tre sottosistemi costituiscono l'ambiente

esterno con il quale possono comunicare e quindi ogni sottosistema non è isolato bensì aperto.

Ad esempio il sottosistema A scambia lavoro e calore con B, C e D e quindi è un sistema aperto.

Le definizioni di processi reversibili ed irreversibili sono strettamente definiti per i sistemi isolati

per i quali vale la [46]. Per i sottosistemi sopra considerati quanto detto deve essere ulteriormente

approfondito con la definizione di alcune sottocategorie di processi reversibili ed irreversibili. In fondo

la [46] ci dice che per un sistema isolato l'entropia in una trasformazione termodinamica deve essere

sempre crescente o al limite nulla, cioè:

$$S_{finale} - S_{iniziale} \geq 0 [64]$$

Pertanto la [64] indica una direzione ben precisa per l'evoluzione dei processi nei sistemi isolati

nel senso che possono evolversi solamente con entropia crescente e mai viceversa. Tali processi sono

detti, come già sappiamo, irreversibili.

Se risulta $S_{\text{finale}} = S_{\text{iniziale}}$ allora il processo è reversibile. Ne consegue che alla luce della [64] la

disuguaglianza definisce il limite fra irreversibilità e reversibilità. Parimenti si può dire, per la [46], che per

un processo reversibile $\Delta S_{\text{irrev}} = 0$. Per un sistema composto di più sottosistemi allora possiamo definire i

processi irreversibili in termini di entropia composta per effetto della variazione di entropia di tutti i

sottosistemi. Potremmo meglio definire i processi per un sistema composto come totalmente reversibili o

totalmente irreversibili.

Se consideriamo il sottosistema A dobbiamo definire bene i concetti di processi internamente

reversibili o internamente irreversibili. Un processo internamente reversibile può essere percorso in senso inverso

in qualunque momento per cui il sistema ritorna sempre allo stesso stato iniziale. Ciò comporta la

necessità di avere scambi con l'ambiente esterno di tipo reversibile anche se l'ambiente esterno non

necessariamente subisce processi reversibili.

Si dice allora che un processo è internamente reversibile ma esternamente irreversibile. Un

processo esternamente reversibile (o irreversibile) attiene all'ambiente esterno e non al sottosistema

considerato. Nel caso in esame il sottosistema A evolve reversibilmente mentre i sottosistemi B, C e D

evolvono reversibilmente o irreversibilmente a seconda del particolare processo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

50

Pertanto un sistema semplice (o un sistema composto) che evolve reversibilmente (o in modo totalmente

reversibile) deve essere reversibile internamente ed esternamente mentre un sistema composto non

totalmente reversibile può evolvere in modo reversibile internamente e in modo irreversibile

esternamente. In definitiva una reversibilità totale comporta reversibilità sia interna che esterna al

sistema. Pertanto un processo totalmente reversibile è sempre un processo quasi-statico poiché sia il

sistema che l'ambiente subiscono processi reversibili e quindi processi che evolvono secondo

successioni di stati di equilibrio.

Si osservi che un processo quasi-statico è certamente reversibile per il sistema ma non

necessariamente per l'ambiente poiché quest'ultimo può anche evolvere irreversibilmente. Solo la

reversibilità totale (interna ed esterna) garantisce l'equilibrio sia per il sistema che per l'ambiente esterno.

Figura 17: Esempio di sistema isolato formato da 4 sottosistemi

Quanto detto risulta importante nello studio dei cicli termodinamici per i quali

si supponga, per semplicità e a solo scopo euristico, che il sistema (macchina) evolva in modo internamente reversibile mentre può evolvere in modo esternamente irreversibile. Ad esempio se supponiamo di avere una macchina a vapore e si suppone che questo evolva lungo trasformazioni ideali reversibili e possibile avere scambi con l'ambiente esterno di tipo internamente reversibile mentre l'ambiente esterno compie una trasformazione irreversibile.

Un riscaldamento dell'acqua in caldaia può essere visto in modo internamente reversibile per il fluido ma esternamente irreversibile per il generatore di calore che, cedendo energia a temperatura variabile percorre un processo irreversibile (per il 2° principio).

4.4 NUOVA DEFINIZIONE DI TEMPERATURA E PRESSIONE

Abbiamo dato nei precedenti capitoli le definizioni di temperatura e pressione come variabili

macroscopiche esterne che rappresentano indicatori di variazione media di energia interna (la temperatura) e di quantità di moto (la pressione). Vediamo adesso di legare meglio le definizioni di queste due grandezze

di stato alle grandezze interne del sistema termodinamico. Se consideriamo l'energia interna del sistema

data solamente dall'energia termica, trascurando l'energia cinetica, potenziale, chimica,, allora

possiamo scrivere il legame funzionale:

$$U = U(S, V)$$

Il cui differenziale è dato da:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V = T \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S = p$$

[65]

A secondo membro si hanno derivate date dal rapporto di due grandezze estensive che

rappresentano grandezze intensive⁴⁴.

La Temperatura

Ricordando la [26] che può essere riscritta nella forma:

⁴⁴ Si dimostra che sempre il rapporto fra due grandezze estensive fornisce una grandezza intensiva, come si è visto a

proposito delle grandezze specifiche.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

51

$$TdS = dU + pdV$$

da cui si ha:

$$dU = TdS - pdV \quad [66]$$

Eguagliando i coefficienti della [65] e della [66] si ottiene:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V = T \quad \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S = p$$

[67]

e ancora:

$$\frac{dU}{dT} = \frac{dU}{dT} = \frac{dU}{dT}$$

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T} = \frac{1}{T}$$

[68]

La [67] può sembrare una definizione piuttosto astratta della temperatura.

Vediamo se possiamo

ritrovare in essa alcuni concetti intuitivi quali l'applicazione del principio zero (equilibrio termico) e di

freccia direzionale per le trasformazioni termodinamiche. Consideriamo il sistema A della Figura 18: il

blocco A è ad alta temperatura mentre il blocco B è a bassa temperatura.

Inizialmente i due blocchi,

interni ad un sistema isolato, sono posti a contatto pervenendo allo stato finale di destra nel quale

entrambi hanno la stessa temperatura di equilibrio T. Per il 1° principio possiamo scrivere:

$$0 = dU_{A+B} = dU_A + dU_B = dU_A - dU_B$$

Per la seconda legge della termodinamica si ha, essendo il sistema totale isolato:

$$0 = dS_{A+B} = dS_A + dS_B \geq 0$$

La variazione di entropia, con lo scambio termico, è positiva poiché il sistema subisce una

trasformazione irreversibile dallo stato iniziale a quello finale. Se consideriamo variazioni infinitesime

attorno allo stato finale di equilibrio la variazione di entropia è nulla, cioè si ha (per l'equilibrio di un

sistema isolato):

$$0 = dS_{A+B} = dS_A + dS_B = 0$$

Poiché si sta supponendo che il processo avvenga a volume costante possiamo ritenere che sia

solamente $S = S(U)$ e che quindi:

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$= \frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU}$$

Avendo anche (per il 1° principio) $dU_A = -dU_B$ si ottiene:

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$\frac{dS}{dU}$$

$$= \frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU} = \frac{dS}{dU}$$

Considerate le definizioni di temperature data dalla [67] si ottiene:

$$1 = 1$$

$$0 = 0$$

$$1 = 1$$

$$dS \quad dU$$

$$T \quad T$$

$$\square \quad \square$$

$$= \square - \square =$$

$$\square \quad \square$$

Cosicché per ottenere l'equilibrio termico occorre avere $T_A = T_B$ che è la condizione che ci

aspettiamo. Quindi la definizione della temperatura data dalla [67] soddisfa il concetto di equilibrio

termico. Se consideriamo il sistema durante lo scambio termico che porta dallo stato 1 allo stato finale 2

allora si può scrivere che la variazione positiva di entropia vale:

$$1 \quad 1$$

$$0 \quad A$$

$$A \quad B$$

$$dS \quad dU$$

$$T \quad T$$

$$\square \quad \square$$

$$= \square - \square \geq$$

$$\square \quad \square$$

Se il sistema non compie lavoro la [66] diviene $dU_A = \delta Q_A$ e sostituendo nella precedente si ha:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

52

$$1 \quad 1$$

$$0 \quad A$$

$$A \quad B$$

$$dS \quad dQ$$

$$T \quad T$$

$$\square \quad \square$$

$$= \square - \square \geq$$

$$\square \quad \square$$

Figura 18: Verifica del concetto di temperatura

Poiché si suppone $T_A > T_B$ allora deve essere $\delta Q_A \leq 0$ cioè il calore è uscente dal sottosistema A e

quindi la trasmissione avviene da temperatura maggiore verso temperatura minore, come ci aspettiamo

che sia. Da quanto detto consegue che la definizione di temperatura [67] è congruente con i nostri

concetti intuitivi.

La Pressione

Il secondo coefficiente dato dalla [68] ci dice che la pressione è definita dalla relazione

$$s$$

$$U_p$$

$$V$$

$$\square \partial \square \equiv -\square \square \partial \square$$

Vogliamo ancora una volta verificare se questa definizione è congruente con i concetti già

sviluppati in precedenza di equilibrio meccanico e di equivalenza della definizione con quella

precedentemente data di forza per unità di superficie. Si consideri il sistema isolato di Figura 19

composto da due sottosistemi separati da un pistone mobile e che possono comunicare termicamente.

In figura sono indicati gli stati iniziale (1) e finale (2). Il Primo Principio ci dice:

$$\Delta U = \Delta U_A + \Delta U_B = -d'Q = -d'Q$$

Poiche il volume totale e costante si ha anche:

$$\Delta V = \Delta V_A + \Delta V_B = 0 = -d'Q$$

All'equilibrio la variazione di entropia del sistema isolato deve essere nulla e quindi:

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B = 0$$

dal legame funzionale $S = S(U, V)$ si ha:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV$$

$$dS_A = \frac{1}{T_A} dU_A + \frac{p_A}{T_A} dV_A$$

$$dS_B = \frac{1}{T_B} dU_B + \frac{p_B}{T_B} dV_B$$

$$dS = dS_A + dS_B = 0$$

$$= \frac{1}{T_A} dU_A + \frac{p_A}{T_A} dV_A + \frac{1}{T_B} dU_B + \frac{p_B}{T_B} dV_B = 0$$

e per quanto trovato prima si ha:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

53

$$dS = \frac{1}{T_A} dU_A + \frac{p_A}{T_A} dV_A + \frac{1}{T_B} dU_B + \frac{p_B}{T_B} dV_B = 0$$

$$dS_A = \frac{1}{T_A} dU_A + \frac{p_A}{T_A} dV_A$$

$$dS_B = \frac{1}{T_B} dU_B + \frac{p_B}{T_B} dV_B$$

$$dS = dS_A + dS_B = 0$$

$$\frac{1}{T_A} dU_A + \frac{p_A}{T_A} dV_A + \frac{1}{T_B} dU_B + \frac{p_B}{T_B} dV_B = 0$$

$T_A = T_B = T$

Figura 19: Verifica del concetto di pressione

Per la [67] le prime due derivate sono le temperature T_A e T_B . Le altre due derivate sono nulle

poiche risulta:

$$\frac{1}{T_A} = \frac{1}{T_B} = \frac{1}{T}$$

$$\frac{p_A}{T_A} = \frac{p_B}{T_B} = \frac{p}{T}$$

$$\frac{p_A}{T_A} = \frac{p_B}{T_B} = \frac{p}{T}$$

$$\frac{p_A}{T_A} = \frac{p_B}{T_B} = \frac{p}{T}$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

e quindi:

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

ovvero:

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

$$\frac{1}{T} dU_A + \frac{p}{T} dV_A + \frac{1}{T} dU_B + \frac{p}{T} dV_B = 0$$

S

$\mathcal{V} \partial \partial \partial$

$$\partial \partial \partial \partial = - \partial \partial \partial$$

Allora risulta, dalle definizioni di temperatura e pressione:

\mathcal{V}

$S p$

$\mathcal{V} \mathcal{T}$

$$\partial \partial \partial \partial = \partial \partial \partial$$

per cui si ha:

$1 \ 1 \ A \ B$

$B \ A$

$A \ B \ A \ B$

$p \ p$

$dS \ dU \ dV$

$\mathcal{T} \mathcal{T} \mathcal{T} \mathcal{T}$

$$\partial \partial \partial \partial$$

$$= \partial - \partial + \partial - \partial$$

$$\partial \partial \partial \partial$$

Poiche all'equilibrio deve essere $dS=0$ e i differenziali dU_A e dV_A sono indipendenti ciascuna delle

parentesi deve essere nulla e quindi si ottiene:

$$T_A = T_B \text{ e } p_A = p_B$$

che rappresenta la condizione di equilibrio meccanico ricercata. Poiche vale la [66] e deve essere

$dS=0$ all'equilibrio si ottiene:

$$dU = -pdV = -\delta L$$

Quindi la pressione come ora definita porta ancora ad correlazione con il lavoro termodinamico

in accordo a concetto inizialmente espresso di forza per unita di superficie.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

54

4.5 ESPRESSIONE DELL'ENTROPIA PER SISTEMI NON ISOLATI

Abbiamo sin qui visto varie espressioni per l'entropia ma ci siamo sempre riferiti a sistemi isolati

ed abbiamo visto che le trasformazioni per essi evolvono sempre in modo direzionale dettato dalla

necessita di avere sempre entropia crescente (2° principio della Termodinamica).

L'interesse tecnico va, pero, ai sistemi aperti (detti anche a controllo di volume) e ai sistemi chiusi

(detti anche a controllo di massa).

Vediamo, quindi, come trasformare le equazioni dell'entropia sin qui viste per una loro immediata

utilizzazione.

4.5.1 SISTEMI CHIUSI (a controllo di massa)

Quando negli esempi precedenti, vedi Figura 17, abbiamo suddiviso il sistema isolato in piu

sottosistemi fra di loro non isolati abbiamo detto, implicitamente, che questi sono sottosistemi a controllo

di massa (cioe chiusi) e quindi capaci di scambiare energia con i sottosistemi circostanti.

Idealizziamo due tipologie di sottosistemi: i serbatoi di lavoro reversibili e i

serbatoi di calore reversibili.

Supponiamo, cioè, che ciascuno di questi serbatoi (sottosistemi esterni al sottosistema considerato) operi trasformazioni di scambio di lavoro e di calore, rispettivamente) in modo reversibile.

Serbatoi reversibili di calore

Questi scambiano energia termica solamente in modo reversibile e pertanto

dalla $\delta Q = dU + \delta L$

ponendo $\delta L = 0$ (stiamo supponendo che questi serbatoi scambiano solo calore)

si ha $\delta Q = dU$ e quindi:

$$dU$$

$$dS$$

$$T$$

Serbatoi reversibili di lavoro

Questi serbatoi partecipano solamente agli scambi di lavoro attraverso

espansione delle superfici

di separazione con i sottosistemi circostanti. Risulta allora:

$$dU$$

$$dS$$

$$T$$

$$= +$$

e poiché, in mancanza di scambi di calore, deve essere:

$$dU = -p dV$$

allora risulta:

$$0$$

$$p$$

$$dS$$

$$T$$

$$= - + =$$

Pertanto i serbatoi di lavoro reversibili hanno variazione nulla di entropia. Ne

segue che per ogni

sottosistema del sistema isolato vale la relazione:

$$i$$

isolato sottosistema

i sottosistema

$$Q$$

$$dS$$

$$T$$

$$\delta$$

$$= - \delta \geq$$

$$\delta$$

$$\sum \text{ove con } \delta$$

$$Q_i$$

T_i si sono indicate le quantità di calore e

le relative temperature

scambiate con i

serbatoi reversibili costituiti dai sottosistemi vicini. La precedente relazione,

essendo $dS_{\text{isolato}} = 0$, porta

ad avere:

$$i$$

sottosistema

i sottosistema

$$Q$$

dS T δQ ≥ 0 0 $\sum [69]$

Si osservi che la temperatura indicata in questa relazione e la temperatura dei serbatoi di calore per cui la seconda legge della Termodinamica puo cosi essere espressa per i sistemi chiusi:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

55

La variazione di entropia per i sistemi chiusi a controllo di massa e maggiore o eguale alla somma di tutti gli scambi di calore con i sottosistemi termici vicini divisi per le temperature assolute degli stessi serbatoi termici.

Vale ancora la pena di osservare come la [69] possa essere vista come la generalizzazione della

relazione di Potier e Pellat trovata nel §4.3.1. La variazione di entropia del sottosistema puo essere

positiva, negativa o nulla a seconda della direzione di scambio termico con i serbatoi circostanti.

Uno scambio positivo incrementa il disordine microscopico e accresce l'entropia del sottosistema

mentre uno scambio di calore negativo diminuisce il disordine del sottosistema e quindi diminuisce la sua entropia.

Gli scambi di lavoro non producono variazione di entropia essendo il lavoro una forma di

"energia organizzata".

La [69] e l'equazione del 2° principio per i sistemi chiusi; il segno di disuguaglianza vale, e ovvio,

per i sistemi irreversibili. Poiche lo sviluppo sin qui seguito e in termini di ambiente esterno reversibile,

le irreversibilita sono da imputare solo al sistema chiuso considerato che, pertanto, e definito

internamente irreversibile.

Il segno di eguaglianza vale solamente per trasformazioni internamente reversibili. Possiamo

eliminare le disuguaglianze utilizzando il concetto di produzione di entropia per irreversibilita. Le precedenti

relazioni possono cosi essere modificate:

i
sottosistema irreversibile
 i sottosistema

 Q $dS S$ $T \delta$ δ 0 $= 0 +$

□ □

$$\sum [70]$$

ove $\delta S_{\text{irreversibile}}$ e sempre ≥ 0 ed e la produzione di entropia irreversibile del sistema isolato: il segno eguale si puo immaginare solamente per trasformazioni reversibili ideali. Se si desidera scrivere un'equazione relativa alla velocita di produzione di entropia per il sistema chiuso considerato si ha, dalla [69]:

sottosistema i

i sottosistema

$$dS Q$$

$$d\mathcal{T}$$

$$\delta\tau$$

$$\square \square$$

$$\geq \square \square$$

$$\square \square$$

$$\sum \&$$

$$[71]$$

ovvero anche, tenendo conto della sorgente di entropia:

sottosistema i

irreversibile

i sottosistema

$$dS Q$$

$$S$$

$$d\mathcal{T}$$

$$\delta \delta$$

$$\tau$$

$$\square \square$$

$$= \square \square +$$

$$\square \square$$

$$\sum \&$$

$$\& [72]$$

In termini integrali, per l'intero sistema chiuso, si ha:

sottosistema

i

$$S = \int \rho \, d\mathcal{V}_i$$

sottosistema irreversibile

i sottosistema

$$Q$$

$$dS \, d\mathcal{V}_i$$

$$\mathcal{T}$$

$$\rho \, \delta \delta$$

$$\square \square \square \square$$

$$= \square \square = \square \square +$$

$$\square \square \square \square$$

$$\int \sum [73]$$

$$\int \sum [73]$$

Valgono analoghe relazioni per le equazioni relative alla velocita di produzione dell'entropia:

sottosistema i

irreversibile

i sottosistema

$$dS \, dQ$$

$$d\mathcal{V}_i$$

$$d\mathcal{T}$$

$$\rho \delta \delta$$

$$\tau \tau$$

$$\square \square \square \square$$

$$= \square \square = \square \square +$$

$$\square \square \square \square$$

$$\int \Sigma$$

&&
[74]

4.5.2 SISTEMI APERTI (a controllo di volume)

Se il sistema è aperto allora i flussi di massa trasportano con sé anche entropia (e quindi si hanno flussi di entropia).

Di conseguenza si ha anche una variazione di entropia interna del sistema per effetto dei flussi di entropia entranti ed uscenti.

Per i sistemi aperti possiamo dare la seguente definizione:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

56

La variazione di entropia per i sistemi aperti a controllo di volume meno la variazione di entropia trasportata all'interno dei sistemi (dai flussi di massa) è maggiore o eguale alla somma di tutti gli scambi di calore divisi per le temperature assolute dei serbatoi termici con i quali sono scambiati.

Con il solito simbolismo possiamo scrivere la seguente equazione:

sistema i
scambio i
i sistema

$$dS Q$$

$$S d$$

$$\tau T$$

$$\square \square$$

$$- \geq \square \square$$

$$\square \square$$

$$\Sigma \&$$

& [75]

Se si tiene conto della produzione di entropia per irreversibilità si può ancora scrivere la precedente in termini di eguaglianza:

sistema () i
ingresso uscita i irreversibile
i sistema

$$dS Q$$

$$S S S$$

$$d\tau T$$

$$\square \square$$

$$- - = \square \square + \Delta$$

$$\square \square$$

$$\Sigma \&$$

& & [76]

I flussi di entropia entrante ed uscente possono essere espressi facilmente mediante le relazioni:

()
ingresso ingresso
 ingresso ingresso
 A A

$$S = \int \rho s \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dA = \int s dm = m s \quad \& \quad \&$$

()
uscita uscita
 uscita uscita
 A A

$$S = \int \rho s \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dA = \int s dm = m s \quad \& \quad \&$$

e quindi risulta:

() () scambio ingresso uscita $S \& = m \& s - m \& s$

ovvero anche si puo scrivere la [76] nella forma:

sistema () () i
ingresso uscita i irreversibile
 i sistema

$$dS \quad Q$$

$$m s \quad m s \quad S$$

$$d\tau \quad T$$

$$\square \square$$

$$= - + \square \square + \Delta$$

$$\square \square$$

$$\sum \&$$

$$\& \& \& [77]$$

Nel caso di scambi volumetrici e non piu limitati a tubi di flusso si hanno le seguenti equazioni,

derivate dalle precedenti con ovvie considerazioni:

ingresso uscita
 ii
 irreversibile
 sistema A A i sistema

$$dQ$$

$$s dV \quad s dm \quad s dm \quad S$$

$$dT$$

$$\rho \tau$$

$$\square \square$$

$$= - + \square \square + \Delta$$

$$\square \square$$

$$\int \int \int \sum$$

$$\& \&$$

$$\& \& [78]$$

Applicheremo nel prosieguo (vedi §5.1) quanto sin qui descritto per trovare, per sistemi aperti in regime stazionario, un'equazione generale che tenga conto sia del 1° che del 2° principio della termodinamica.

4.6 PRODUZIONE DI ENTROPIA NEI PROCESSI NATURALI

Si e piu volte ripetuto che i processi reali sono irreversibili e fra questi rientrano le trasformazioni

naturali: vediamo adesso quanta entropia (e quindi anche anergia pari a $T_0 \Delta s$) si produce in alcuni di essi.

Si possono qui fare le seguenti osservazioni generali:

×Ogni processo reale e irreversibile e quindi si ha sempre una produzione di

entropia Δs_{irr} ;

×La produzione di irreversibilità Δs_{irr} produce sempre una perdita di lavoro utile pari a $T_0 \Delta s_{irr}$

×La produzione di entropia può essere calcolata sostituendo al processo reale irreversibile uno o più processi ideali reversibili che portino dallo stato iniziale allo stesso stato finale del sistema con eventuale sola somministrazione di calore esterno.

Vediamo adesso due esempi tipici di processi naturali per i sistemi meccanici.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

57

Scambio di calore fra sorgente e sistema con differenza di temperatura finita

In occasione della definizioni delle trasformazioni ideali del ciclo di Carnot (vedi §4.1.3) si è detto

che una causa di perdita di lavoro dei cicli reali è dovuta alla necessità di trasmettere calore fra serbatoio

caldo (ad esempio una caldaia di un impianto a vapore) e il fluido di lavoro del ciclo (che si chiama Rankine)

mediante una differenza di temperatura necessariamente non nulla. Essendo presente una ΔT che rende

irreversibile lo scambio termico si ha una produzione di irreversibilità Δs_{irr} che produce un'energia $T_0 \Delta s$.

Calcoliamo subito la produzione di entropia. Con riferimento alla Figura 20, supposto di avere la

migliore macchina di trasformazione, quella di Carnot, il serbatoio caldo cede calore $-Q_1$ (si ricordi che per

la convenzione dei segni il calore ceduto dal serbatoio e, con riferimento al serbatoio, negativo) e temperatura T_1 e

quindi la sua entropia varia della quantità:

111

$$\frac{Q_s}{T}$$

$$\Delta = -$$

La macchina di Carnot 2 riceve il calore (positivo per essa) Q_1 ma alla temperatura $T_2 = T_1 - \Delta T$ e

quindi la sua entropia varia di:

122

$$\frac{Q_s}{T}$$

$$\Delta = +$$

T_1

Q_1

Q_2

L

Serbatoio Caldo

Serbatoio Freddo

CALORE FORNITO

CALORE CEDUTO

LAVORO

UTILE

Q_1

Q_1

Q_2'

$1 L_2$

T_2

T_0

M_1

M_2

Figura 20: Produzione di entropia per differenza di temperatura

La variazione totale di entropia del serbatoio e della macchina (che e la perdita di lavoro) vale:

$$\begin{matrix} 11 \\ 121 \\ 1221 \\ 11 \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} irr \\ s \\ T \end{matrix} \begin{matrix} Q \\ s \\ T \end{matrix}$$

$$\square \square$$

$$\Delta = \Delta + \Delta = - + = \square - \square$$

$$\square \square$$

[79]

Possiamo facilmente dare un significato termofisico a questo risultato. Se consideriamo una

seconda macchina di Carnot (sempre con riferimento alla Figura 20)

assumiamo che la stessa quantita di

calore Q_1 passi dal serbatoio a temperatura T_1 al serbatoio a temperatura T_2 e

che la seconda macchina

di Carnot operi fra T_2 e la temperatura T_0 comune alla prima macchina. I lavori

che si ottengono con le

due macchine sono:

$$\begin{matrix} 0 \\ 11 \\ 1 \\ 1 \end{matrix}$$

$$\mathcal{T} \mathcal{L}$$

$$Q$$

$$\mathcal{T}$$

$$\square \square$$

$$= \square - \square$$

$$\square \square$$

e ancora:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

58

$$\begin{matrix} 0 \\ 21 \\ 2 \\ 1 \end{matrix}$$

$$\mathcal{T} \mathcal{L}$$

$$Q$$

$$\mathcal{T}$$

$$\square \square$$

$$= \square - \square$$

$$\square \square$$

Essendo $T_2 < T_1$ risulta $L_2 < L_1$ e pertanto si ha una perdita di lavoro (e quindi produzione di anergia)

pari a:

$$\begin{matrix} 1210 \\ 21 \end{matrix}$$

$$11$$

$$\mathcal{L} \mathcal{L} \mathcal{L} \mathcal{Q} \mathcal{T}$$

$$\mathcal{T} \mathcal{T}$$

$$\square \square$$

$$\Delta = - = \square - \square$$

$$\square \square$$

[80]

Confrontando la [79] e la [80] si può allora scrivere:

$$\int_{irr} \Delta \mathcal{L} = \Delta \mathcal{A} = T \Delta s \quad [81]$$

Pertanto ogni volta che degradiamo l'energia termica mediante un salto di temperatura si ha una

perdita di lavoro utile e la [81] ne quantifica l'ammontare.

Flusso adiabatico di un fluido reale (con attrito)

Un fluido reale è soggetto a fenomeni dissipativi generati dalla sua viscosità dinamica (vedi nel

proseguo il Moto dei Fluidi) che producono una perdita di pressione nel loro movimento all'interno

dei condotti. Un fluido reale non si sposta se non si produce una differenza di pressione ai suoi capi che

almeno bilancia le perdite per attrito.

Questo comportamento è ben diverso da quello di un fluido ideale che può teoricamente

spostarsi senza subire attrito e quindi senza perdite di pressione. Abbiamo per il moto dei fluidi reali

una analogia con la trasmissione del calore: occorre sempre avere una differenza di potenziale per avere

un flusso. Si parlerà di potenziale termico per il flusso di calore e di potenziale di pressione per il flusso

di massa di un fluido, così come occorre avere una differenza di potenziale elettrico per avere un flusso

di cariche elettriche. Per semplificare il nostro studio ai soli aspetti che qui interessano supponiamo che

il fluido si sposti all'interno di un condotto in condizioni di perfetta adiabacità (quindi senza scambi di

calore con l'esterno). L'equazione dell'energia per i sistemi aperti [8] può scriversi in forma

differenziale:

$$dq = dh + d\mathcal{L} + wdw + g dz \quad [82]$$

Per l'ipotesi di adiabacità si ha $dq=0$ ed inoltre possiamo supporre che il moto avvenga senza

variazione di quota ($dz=0$) e di energia cinetica ($w = \text{cost}$). Si ha, pertanto, l'equazione:

$$dh = 0 \quad [83]$$

Il moto di un fluido reale e, nelle ipotesi sopra considerate, isoentalpico ma ciò non significa affatto

che sia reversibile. Possiamo calcolare la variazione di entropia utilizzando una trasformazione ideale

reversibile fra gli stessi stati iniziale e finale del fluido e con sola somministrazione di calore dall'esterno:

e possibile scrivere:

$$q \, ds$$

$$T =$$

$$\delta$$

come già detto nel §4.3. Tenendo presente la [34] si ha:

$$q \, dh \, v \, dp$$

$$ds$$

$$T \, T \, T$$

$$= \delta = -$$

e poiché risulta $dh=0$ si ha:

$$\frac{v dp}{ds} = T$$

Fra gli stati 1 e 2 (iniziale e finale) si ha una variazione di entropia:

$$\int_1^2 \frac{v dp}{T}$$

$$= - \int_1^2 \frac{v dp}{T}$$

[84]

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

59

L'aumento di entropia sopra calcolata e avvenuta per l'irreversibilità del sistema e quindi essa rappresenta la produzione Δs_{irr} per il processo reale isoentalpico considerato. Con riferimento alla

Figura 21 possiamo calcolare l'aumento di entropia sostituendo alla trasformazione isoentalpica reale

12 (tratteggiata essendo irreversibile) due trasformazioni reversibili che portino dallo stato 1 allo stato 2.

v
p132
T_a
h=cost

Figura 21: Produzione di entropia nel moto dei fluidi reali

In particolare si ha l'isoterma 13 e l'isoentropica 32. Per l'isoterma 13 possiamo applicare la

[34] e quindi otteniamo:

$$dq = dh - v dp$$

3
13 3 1 1

$$Q = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp$$

Poiché la trasformazione è reversibile e anche:

$$Q = T(s_2 - s_1)$$

$$Q = T(s_2 - s_1) = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp$$

Per l'isoentropica 32 procedendo analogamente con l'applicazione della [34] si ottiene:

2
2 3 3

$$0 = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp$$

Sommando membro a membro i due risultati e tenendo presente che $s_2 = s_3$ si ottiene:

$$Q = T(s_2 - s_1) = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp - \int_1^2 v dp$$

$$Q = T(s_2 - s_1) = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp - \int_1^2 v dp$$

da cui ricaviamo:

$$\left\{ \left\{ \right. \right.$$

3 2
2 1 1 3

1 irr
 a isoterma isoentropica
 $s s s v dp v dp$
 T

$\Delta = - = - -$
 $\square \square$
 $\square \square$
 $\square \square$

$\int \int [85]$

Il calcolo degli integrali e possibile una volta esplicitati i legami fra le variabili p e v per le trasformazioni considerate per il fluido in evoluzione. Se, ad esempio, ipotizziamo che il fluido sia il gas ideale per il quale vale l'equazione caratteristica:

$pv = RT$

allora per $T = T_a$ e tenendo conto che per esso l'isoentalpica coincide con l'isotermica ($dh = c_p dT$) e

quindi i punti 3 e 2 coincidono si ottiene dalla [85]:

$\{$
 $2 2$
 1
 $2 1 1 1$
 2
 1

$a \ln$
 irr
 $a a$
 isoterma
 $RT dp p$
 $s s s v dp R$
 $T T p p$

$\square \square$
 $\Delta = - = \square - \square = - =$
 $\square \square$
 $\square \square$

$\int \int$

quindi la produzione di irreversibilita e proporzionale al rapporto fra le pressioni iniziale e finale.

Si osservi che negli sviluppi sopra considerati si e supposto di utilizzare un fluido ideale per effettuare una trasformazione reale e quindi irreversibile ottenendo una produzione di entropia per irreversibilita. In effetti e l'ipotesi di trasformazione isoentalpica che ha portato ad avere questa irreversibilita. Se, per coerenza, consideriamo il fluido ideale in moto senza perdite di pressione avremmo una trasformazione isobara che porta ad avere $\Delta s_{irr} = 0$. Spesso si ricorre a queste apparenti confusioni: ci si riferisce a trasformazioni reali ma si continuano ad utilizzare le equazioni del gas ideali. In effetti cio e possibile quando l'utilizzo delle equazioni caratteristiche del gas ideali (e principalmente l'equazione

elastotermometrica
 $pV=RT$) non portano
ad errori inaccettabili nei calcoli. Se il fluido reale può essere ragionevolmente
descritto dalle equazioni
caratteristiche del fluido ideale allora l'utilizzo di queste risulta certamente più
agevole e pratico.
Si veda nel prosieguo come i fluidi reali siano più complessi da trattare rispetto
ai fluidi ideali e le
equazioni caratteristiche sono spesso molto più complesse e matematicamente
più impegnative da
trattare nei calcoli termodinamici. Oggi, invece, si dispongono di strumenti di
calcolo (CAD matematici
quali Mathematica R, DeriveR, MapleR, MatlabR, MatcadR, ...) che possono
alleviare notevolmente
l'onere di calcolo e quindi la necessità dell'uso di equazioni semplificate e solo
didattica ed euristica.

4.7 CONFRONTO FRA TERMODINAMICA CLASSICA E IRREVERSIBILE

Alla luce dell'eguaglianza di Clausius possiamo dire che il Secondo Principio
della Termodinamica si
può anche enunciare dicendo che esiste per un sistema termodinamico una
funzione, detta entropia, che
è somma di due componenti: quella proveniente dall'esterno e quella prodotta
internamente. La produzione di
entropia interna è sempre positiva o nulla (caso ideale di trasformazioni
reversibili) e pertanto si conclude
che tutte le trasformazioni reali sono irreversibili.

L'irreversibilità può quindi essere associata alla produzione interna di entropia
e questa, alla luce
delle considerazioni di Boltzmann, alle nozioni di ordine interno del sistema.
Occorre qui puntualizzare qualcosa sul concetto di disordine e ordine di un
sistema
termodinamico per non cadere in conclusioni affrettate ed errate. Se
consideriamo due recipienti
contenenti idrogeno ed azoto a temperatura uniforme si può immaginare che la
distribuzione atomica e
molecolare dei due componenti sia piuttosto uniforme nei due serbatoi. Se ora
portiamo uno dei due
serbatoi a temperatura diversa da quella del primo allora si può pensare che
l'idrogeno, atomo molto
più piccolo dell'azoto, oscillerà maggiormente e pertanto nasceranno
disomogeneità evidenti della
distribuzione che troverà accumuli di idrogeno da una parte e di azoto
dall'altra.

Il sistema appare, allora, più ordinato nel senso che le due specie molecolari
sono distribuite più
disomogeneamente nei due serbatoi. Il fenomeno sopra descritto è detto di
antidiffusione. Ordine e
disordine appaiono contemporaneamente e sembrano contraddire il
ragionamento di Boltzmann. In
realtà occorre vedere le cose con un punto di vista diverso dal classico.
Per la Termodinamica Classica un cristallo rappresenta un esempio di ordine

mentre un moto turbolento rappresenta il disordine, il non equilibrio. Eppure la turbolenza è altamente strutturata e coerente e, così come il caos, tende alla simmetria dei sistemi. Alla luce di numerose osservazioni possiamo oggi dire che nel dominio dell'equilibrio si hanno considerazioni potenzialmente errate e spesso inconcludenti (vedasi il passaggio di stato di un cristallo, ordinato, che fonde in un liquido, più disordinato, e che può ritornare cristallo reversibilmente!).

Nel dominio del non equilibrio si stabiliscono nuove relazioni e interazioni di lunga portata:

l'universo non in equilibrio è coerente e ciò contraddice tutto quanto stabilito dalla Termodinamica

Classica. Le Celle di Bénard, ad esempio, sono strutture regolari a celle chiuse molto utilizzate nei sistemi

di disperdimento del calore⁴⁵.

In esse si ha la formazione di moti vorticosi quando si riscalda il fluido dal basso. Tali moti

vorticosi trasmettono il calore più efficacemente della sola conduzione termica.

⁴⁵ Si osservino, per avere un'idea delle celle di Bénard, i sistemi di raffreddamento delle lampade dei proiettori luminosi.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

61

In pratica abbiamo l'istaurarsi di fenomeni coerenti che sembrano contraddire la visione

dell'ordine boltzmaniano.

Queste strutture di non equilibrio sono dissipative e possono rappresentare una biforcazione

termodinamica del sistema di partenza: celle fredde e celle calde.

Strutture dissipative

Un sistema termodinamico può essere descritto⁴⁶ in forme diverse a seconda della distanza

dall'equilibrio. Lontano dall'equilibrio si possono generare strutture dissipative molto sensibili alle

condizioni al contorno del sistema (massa, superfici, forze, ...).

Le strutture dissipative possono, per certi condizionamenti esterni o con il superamento di alcuni

valori limiti dei parametri condizionanti, esaltare l'instabilità in modo tale da generare altri tipi di

instabilità.

In questo modo l'evoluzione temporale del sistema determina anche le trasformazioni che questo

può subire e pertanto il tempo non è più, in senso galileiano, una grandezza omogenea che non esercita

alcun effetto sugli eventi fisici.

Allo stesso modo lo spazio, in senso euclideo, non è più isotropo in quanto le rotazioni e le

traslazioni⁴⁷ possono modificare la descrizione del mondo fisico legata all'evoluzione del sistema.

In definitiva la concezione delle strutture dissipative infrange la concezione

euclidea e galileiana

di spazio e tempo incapaci di interagire con le trasformazioni del sistema.

Una struttura dissipativa può distruggere l'omogeneità del tempo e dello spazio poiché si hanno

interazioni forti con il sistema che a sua volta può subire trasformazioni che chiameremo biforcazioni.

Biforcazioni

Una biforcazione è una nuova soluzione delle equazioni differenziali descrittive del fenomeno

per effetto di alcuni valori critici delle condizioni al contorno⁴⁶.

La nascita di una biforcazione e di quindi di un nuovo sistema termodinamico rende il tempo

asimmetrico⁴⁹ poiché esso testimonia della storia evolutiva del sistema stesso.

⁴⁶ Nel senso di definizione fisico-matematica.

⁴⁷ Atti di moto elementari con i quali compongono moti complessi nello spazio.

⁴⁸ Si vedranno nel corso della Trasmissione del Calore le equazioni di Navier Stokes e dell'energia per i fluidi. Ad esse si

aggiungono anche le equazioni di equilibrio alla diffusione chimica (Legge di Fick) e di equilibrio chimico (reazione dei

componenti che compongono il fluido, ad esempio durante una combustione). L'insieme di queste equazioni differenziali

del secondo ordine, non omogenee e non lineari costituisce la descrizione fisica del sistema termodinamico fluido in

movimento. La risoluzione di quest'insieme di equazioni differenziali non è semplice ed anzi rappresenta una dei problemi

più ardui della Scienza e della Tecnica. La non linearità delle equazioni, ad esempio per i soli fenomeni meccanici:

()

2

Conservazione della Massa:

0

Conservazione della quantità di moto:

u

$\mathcal{D}u$

$\mathcal{P} F u$

$\mathcal{D}\partial$

ρ

ρ

$\partial\tau$

$\rho \mu$

τ

$+ \nabla \times =$

$= -\nabla + + \nabla$

e la causa della complessità del fenomeno e della possibile biforcazione del sistema con la nascita di strutture

dissipative, come nelle già citate celle di Bénard.

⁴⁹ Il termine simmetria risale ai greci, che con esso indicavano una nozione strettamente legata a quelle di

proporzionalità ed armonia. L'accezione moderna è fondata invece sul concetto di relazione d'uguaglianza tra elementi in

qualche modo opposti (si pensi all'uguaglianza tra le parti destre e sinistre di una figura). Nella scienza contemporanea la

simmetria ha il senso ben preciso di "invarianza rispetto ad un gruppo di trasformazioni". Il tipo delle trasformazioni

(riflessioni, rotazioni, traslazioni, permutazioni...) definisce il tipo di simmetria (simmetrie di riflessione, di rotazione, di

traslazione, di scambio...) e la natura grupale delle trasformazioni (cioè il fatto che esse costituiscano un gruppo in senso

matematico) traduce sul piano formale il tipo di unita intrinseca al concetto di simmetria. Con una simile accezione la simmetria ha acquistato una posizione del tutto centrale nella descrizione, spiegazione e previsione dei fenomeni naturali.. Le simmetrie sono di diversi tipi ed hanno significato e funzioni diverse a seconda degli ambiti in cui sono applicate, ed in generale quali tra esse siano rilevanti per la descrizione della natura dipende da quale dominio fenomenico si considera. Nella Fisica classica ad ogni simmetria del sistema (o della sua lagrangiana) corrisponde una certa grandezza, a essa legata, che si

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

62

La successioni delle trasformazioni dei sistemi termodinamici per effetto delle biforcazioni

conseguente alla nascita delle strutture dissipative e segnata dal tempo che assume un significato di indicatore biologico della vita di un sistema termodinamico.

In Figura 22 si ha un esempio di biforcazione successiva di un sistema termodinamico per effetto

della variazione del parametro p : A e A' rappresentano punti di biforcazione primaria del sistema

mentre B e B' rappresentano biforcazioni secondarie.

ABA

,

B'

B''

p

Figura 22: Esempio di biforcazioni successive

Come si può osservare dalla figura, l'interpretazione degli stati termodinamici non è possibile

senza la conoscenza della storia della sua evoluzione.

Si può dire che un sistema termodinamico segue le regole deterministiche della Termodinamica Classica quando

si evolve fra le biforcazioni A ed A' mentre segue un comportamento probabilistico quando si avvicina ai punti di

possibile biforcazione poiché in questi punti le fluttuazioni delle strutture dissipative giocano un ruolo

fondamentale nella determinazione del ramo che il sistema dovrà seguire.

Nella successiva Figura 23 si ha una schematizzazione di biforcazioni primarie, sulla base del solo

parametri p , successive del ramo termodinamico.

Quanto sopra accennato si collega direttamente alle strutture caotiche che oggi trovano grande

interesse negli studi termodinamici ed applicativi.

Ad esempio nella circolazione naturale di un fluido sottoposto a riscaldamento nel tratto BA

mediante una resistenza elettrica, vedi Figura 24, e a raffreddamento nel tratto EF, si hanno andamenti

della temperatura variabile in funzione della potenza di riscaldamento.

Alla potenza di 100 W si ha la situazione di Figura 25 a sinistra nella quale si sono riportati gli

andamenti delle temperature T_5 , T_4 e T_2 , con uno sfasamento di 5τ con $\tau = 0.1$ s, in diagrammi di

stato.

conserva. Così, ad esempio, se la lagrangiana (che caratterizza una classe di sistemi

dinamicamente equivalenti) non varia in

corrispondenza di una traslazione delle coordinate: $q_i \rightarrow q_i + \delta q_i$ si ha la conservazione dell'impulso p_i . Ogni qual volta

si rompe una simmetria, o si ha una diminuzione del suo ordine, deve nascere un campo che la ricrei localmente o

globalmente. Con il termine "globale" si intende che essa accade in tutti i punti dello spazio e nello stesso istante; mentre per

una simmetria "locale" si può decidere una convenzione indipendentemente per ogni punto dello spazio e per ogni istante del

tempo. Il termine "locale" può far pensare ad un dominio più modesto che non una simmetria globale, ma in realtà un tale

requisito fissa un vincolo ben più rigoroso alla costruzione di una teoria. Una simmetria globale afferma che alcune leggi

fisiche restano invarianti quando si applica contemporaneamente la stessa trasformazione in qualsiasi punto. Perché sia

possibile osservare una simmetria locale le leggi fisiche devono mantenere la loro validità anche quando ha luogo una diversa

trasformazione in ogni punto dello spazio e del tempo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

63

ρ

Figura 23: Esempio di biforcazioni primarie successive

Essendo queste condizioni stabili si ha la rappresentazione di un punto.

Figura 24: Schematizzazione di un circuito a circolazione naturale

15 20 25 30 35

15

20

25

30

35

T2(t)

T2(t+5tau)

15 20 25 30 35

15

20

25

30

35

T5(t+5tau)

T5(t)

-5 0 5 10 15 20 25

-10

01

0

20

DT(t)

DT(t+5tau)

40 45 50 55 60

40

45

50

55

60

T2(t)

T2(t+5tau)

35 40 45

34

36

38

40

42

44

T5(t)

T5(t+5tau)

0 5 10 15 20

-5

05 10

15

20

DT(t)

DT(t+5tau)

Figura 25: Andamento degli attrattori per protostabili (sinistra) e instabili (destra)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

64

Se forniamo 900 W di potenza al fluido allora si ha instabilità e i diagrammi degli attrattori

divengono quelli di Figura 25 a destra. In questo caso le curve di stato

mostrano percorsi chiusi che denotano oscillazioni⁵⁰ termiche tipiche dell'instabilità del sistema. In queste condizioni si sono attivate strutture dissipative che hanno generato un comportamento instabile e al tempo stesso complesso del sistema considerato. Tale comportamento può essere studiato utilizzando le equazioni costitutive del fenomeno (le equazioni di Navier Stokes e dell'energia) le quali, proprio per la loro natura non lineare generano instabilità, quindi oscillazioni e quindi biforcazioni. Lo studio analitico di quanto qui accennato esula dalla portata del presente corso di studi. Si rinvia alla letteratura scientifica per ulteriori dettagli.

4.7.1 INFLUENZA DEL RUMORE AMBIENTALE

Le oscillazioni risentono anche del rumore esterno (cioè dei parametri controllati esternamente) e pertanto anche le biforcazioni possono essere influenzate dal rumore esterno. Si possono, cioè, avere nuove transizioni di non equilibrio (biforcazioni) generate da variazioni non previste dalle leggi fenomenologiche del sistema. Il rumore deve agire in modo moltiplicativo⁵¹ e quindi non additivo. In pratica il rumore è rappresentato da una variabile accoppiata ad una variabile di stato⁵² del sistema e si annulla quando questa variabile si annulla.

4.8 AUTORGANIZZAZIONE NEI SISTEMI COMPLESSI

Oggi si tende a classificare i sistemi termodinamici⁵³ in tre categorie:

- × sistemi semplici;
- × sistemi complicati;
- × sistemi complessi.

I primi seguono per lo più le leggi deterministiche della Scienza, i secondi sono costituiti da un insieme di elementi interrelati a livello meccanico e con comportamento prevedibile (deterministico) ed organizzabile.

Questi due tipologie di sistemi seguono le leggi della Termodinamica Classica e il Secondo Principio in particolare. Per essi vale il principio dell'aumento di entropia.

I sistemi complessi sono caratterizzati da una dinamica non lineare, non sono prevedibili né organizzabili. Essi non possono essere scomposti in unità e ricostituiti nella struttura originaria e non se ne può garantire il funzionamento e sono caratterizzati da interazioni e interconnessioni fra gli elementi costituenti.

Per i sistemi complessi non si applica il principio dell'aumento di entropia poiché questi sono in grado di creare un ordine spontaneo e arginare determinati fattori di disturbo ed inoltre possono riprodursi in modo autonomo (biforcazioni).

Autorganizzazione

In pratica i sistemi complessi sono in grado di autorganizzarsi e non si deve pensare che questa caratteristica sia appannaggio solamente degli organismi viventi ma anche della materia.

⁵⁰ Se si portano in assi cartesiani le ampiezze di due sinusoidi in fase si ha una circonferenza o, in generale, una ellisse (detti di Lissajou). Pertanto una oscillazione stabile è rappresentata da una ellisse. Se le curve descritte sono curve chiuse ma non coincidenti allora le oscillazioni sono di ampiezza variabile, tipiche dei fenomeni instabili.

⁵¹ Vedasi l'effetto Larsen di amplificazione a retroazione positiva tipica degli altoparlanti che fischiano quando si trovano in linea con i microfoni che riportano all'interno, amplificandoli, i rumori elettronici generati dalle stesse casse.

⁵² Lo stato di un sistema è caratterizzato dall'energia totale del sistema e le variabili di stato sono quelle che caratterizzano questa energia. Ad esempio la temperatura e una variabile di stato, la tensione elettrica e una variabile di stato, ... Nella Teoria dei Sistemi si utilizzano diffusamente le variabili di stato e le equazioni descrittive dei sistemi sono dette equazioni di stato.

⁵³ Si tenga presente che un sistema termodinamico è definito come un volume contenente materia e quindi esso è un sistema di carattere generale che può descrivere qualunque struttura (animata o non animata) in natura.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

65

Pertanto si può pensare che nella materia vi sia la tendenza ad alimentare, sotto determinate condizioni al contorno, un processo di autorganizzazione volto a raggiungere una forma superiore di ordine e/o di efficienza.

Si pensi, ad esempio, al fenomeno della formazione dei cristalli (più organizzati) da un liquido

(più disorganizzato). Un altro esempio di autorganizzazione è dato dalle rotonde che regolano il traffico stradale non più con segnali semaforici (e quindi esterni) ma in base all'organizzazione che gli utenti della strada riescono a raggiungere autonomamente su semplici regole di precedenza.

La Natura ci offre numerosi esempi di autorganizzazione. Le api, ad esempio, costituiscono

strutture sociali con alto livello di cooperazione e tali da surclassare le capacità dei singoli individui

senza che ciascuno di essi abbia la coscienza di ciò che accade nel gruppo.

In pratica ogni insetto si muove deterministicamente per assolvere un suo specifico compito

senza sapere di come si evolve il suo gruppo che si comporta, pertanto, come un superorganismo. Le api

lavorano a livello locale secondo regole semplici e senza una visione d'insieme o un piano interiore del contesto generale.

I superorganismi sono in grado di immagazzinare, elaborare, memorizzare e trasporre in qualsiasi

momento una quantità di informazioni sull'ambiente circostante con una

capacità che va oltre le capacità dei singoli componenti. Le colonie di insetti, ad esempio, si comportano da superorganismi pur non avendo un sistema nervoso centrale o un connettivo cerebrale: esse si comportano come organismi superiori.

Un altro esempio è dato dalle celle di Bénard nelle quali, per effetto del riscaldamento dal basso, il fluido passa da uno stato iniziale caotico (agitazione termica delle particelle) alla formazione di strutture dissipative organizzate di forma esagonale a forma di scacchiera (vedi Figura 26) capaci di resistere alle azioni esterne, di autoformarsi.

Queste celle si formano con dimensioni e forme determinate dagli attrattori. Questi fattori

intrinseci definiscono le possibili forme che un sistema complesso può assumere mediante autorganizzazione.

Le celle di Bénard sono caratterizzate da un'interazione bidirezionale alternata (collaborazione), dalla capacità di autogenerazione e dalla capacità di autoconservazione.

Se la struttura di Bénard viene destabilizzata da fattori esterni essa si adegua alla nuova situazione (forma flessibile) ma ricostituisce la forma esagonale appena cessa la perturbazione.

Figura 26: Celle di Bénard

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

66

4.8.1 ISOMORFISMO

I sistemi complessi sono caratterizzati dall'aver anche un comportamento simile (isomorfismo)

caratterizzato da due ipotesi elementari:

1. Gli isomorfismi sono principi comunemente validi che si manifestano in Natura, sia nella materia

vivente che in quella inerte. Queste forme pervasive si riscontrano anche nelle interazioni di gruppo e di sistema.

2. È possibile ricorrere ed applicare consapevolmente questi principi per incrementare la capacità di autorganizzazione dei sistemi complessi.

È possibile dare definizioni scientifiche (vedi Teoria dei Sistemi) per i concetti sopra indicati e che

seguono. Tuttavia si preferisce utilizzare un linguaggio semplice ed intuitivo per definire alcune

caratteristiche degli isomorfismi.

Attrattori

Un attrattore designa un possibile stato dinamico del sistema o una forma verso cui tende un

sistema complesso. Ad esempio le celle di Bénard presentano forme e dimensioni analoghe

all'attrattore. Si tenga presente che gli attrattori sono insiti nei sistemi complessi e quindi non è possibile

osservarli direttamente.

Risonanza

Questo fenomeno si ha quando due o più elementi oscillano ad un ritmo comune. Questa forma di comunicazione è frequentemente riscontrabile in natura sia nella materia vivente che in quella inerte.

Membrane semipermeabile

Caratteristica dei sistemi complessi e di essere sempre sistemi aperti e quindi in grado di scambiare materia, energia ed informazioni in genere in modo bidirezionale. Il sistema complesso influenza il processo mediante una membrana semipermeabile.

Benessere delle parti e del tutto

Nei sistemi complessi i singoli elementi mirano al proprio benessere ma nel contempo promuovono quello generale. Il fenomeno è osservabile specificatamente in un biotipo.

Differenziazioni delle diversità interattive

Le cellule si sviluppano attraverso specializzazioni: ad esempio un ovulo fecondato si scinde inizialmente in cellule identiche che poi si specializzano e si differenziano per formare organi differenti (differenziazione delle diversità interattive).

Strutture frattali (autosimilarità)

Per frattale si intende la simmetria che possiamo riscontrare nella maggior parte delle forme presenti in natura. Le strutture di un albero, di un ramo o di un ramoscello sono simili.

Autonomia interattiva

La struttura delle celle di Bénard evidenzia (vedi Figura 26) una autonomia interattiva: i favi godono di una certa autonomia e infatti sono in grado di autoregolarsi. Ad un'analisi più attenta si osserva che le molecole passano da un favo all'altro in un movimento rotatorio continuo.

Collegamenti e forma flessibili

L'unione flessibile è riscontrabile negli esseri unicellulari: a seconda delle condizioni ambientali si muovono in modo solitario o si associano con altri accrescendo le probabilità di sopravvivenza.

Ad esempio gli uccelli si associano in volo, nei lunghi spostamenti, per ridurre l'energia spesa dal singolo componente.

Messaggeri, trasmettitori rappresentativi

Si tratta di sostanze chimiche che consentono la trasmissione di informazioni da un elemento del sistema ad un altro, generalmente appartenente alla stessa specie. Le farfalle, ad esempio, secernono feromoni per attrarre all'accoppiamento individui di sesso opposto.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

67

Stabilità mediante fluttuazione

La stabilità nei sistemi complessi deriva da intensi processi di scambio energetico, di materia e di informazioni (fluttuazioni). I flussi in entrata vengono bilanciati dall'emissione di entropia (tra l'altro di calore) che permette al sistema di mantenersi in equilibrio.

Dissipazione di energia bloccata

Nei sistemi complessi discosti dallo stato di equilibrio la dissipazione va intesa come la capacità di autorganizzarsi, sotto determinate condizioni, in modo da raggiungere una forma superiore di ordine e sicurezza. In pratica dissipazione significa disperdere, frazionare e trasformare l'energia a disposizione che si ricostituisce in entropia (energia termica) e in nuove forme o nuovi ordini. Ad esempio il lancio di un sasso in un torrente causa mulinelli che stravolgono il flusso corrente.

Aumento della produzione di entropic drift

L'entropic drift è un termine che racchiude sia la produzione di energia termica (entropia) sia quella di nuove forme (negentropia). Nel processo evolutivo aumentano entrambe le forme.

Ritmi, cicli, vibrazioni

I processi presenti in natura seguendo andamenti ciclici, vibratorii e oscillatori.

Si pensi, ad

esempio, al battito cardiaco, gli impulsi elettrici del cervello, le onde d'acqua.

Si tratta di processi quasi

mai perfettamente regolari ma variabili per dimensioni e forma (si veda ancora la formazione dei vortici nelle celle di Bénard).

Balzi evolutivi improvvisi, emergenze

All'interno dei sistemi complessi si registrano spinte monodirezionali repentine ed inattese (shift)

che fanno mutare contemporaneamente molti elementi dando luogo a forme del tutto nuove (stato di emergenza).

Dipendenza sensitiva

Differenze minime nelle condizioni esterne di un sistema complesso possono produrre effetti

rilevanti su sistema stesso per effetto di controreazioni non lineari. Si veda, ad esempio, l'effetto Lorenz

nelle equazioni Navier - Stokes (detto effetto farfalla) in meteorologia secondo il quale un semplice

battito di farfalla nell'oceano può modificare il clima di un continente. In pratica si ha un'amplificazione

notevole di fenomeni di disturbo apparentemente poco significativi. È anche vero l'opposto: variazioni

esterne giudicate importanti possono essere depresse in modo significativo in modo da attenuarne gli effetti.

Conferme delle novità

La natura immette continuamente nuove forme nell'ambiente. Alcune sopravvivono e altre

soccombono. Sopravvivono solo le forme che si rivelano utili al sistema complesso.

Feedback autoriferito

Questa caratteristica è visibile soprattutto in Natura ove i vari organi di un essere vivente si

scambiano continuamente informazioni. La stessa interazione avviene fra il singolo organismo e

l'ambiente o il sistema complesso costituito dagli altri organismi.

Direzione della coevoluzione

Si è già detto che in base al Secondo Principio della Termodinamica Classica l'Universo, come sistema

isolato, dovrebbe soccombere alla morte termica (massima entropia e impossibilità di ottenere lavoro dal

calore) visto che l'effetto collaterale di tutti i processi presenti in natura è la produzione di irreversibilità

(quindi calore).

Si avrebbe, cioè, un riscaldamento generalizzato del sistema Universo tale da annullare ogni

differenza di temperatura fra i vari sottosistemi e quindi annullando la formazione dei processi e di

conseguenza della stessa vita.

Trattando l'Universo come sistema complesso, alla luce della Termodinamica Irreversibile, si può dire

che quanto sopra detto è una mezza verità poiché l'evoluzione sembra muoversi lungo un asse definito,

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

68

ossia verso una crescente complessità ed una autorganizzazione dovuta ad una collaborazione ancora

più intensa fra i sistemi complessi.

La produzione di entropia viene, pertanto, accelerata e prendono vita forme organizzative sempre

più complesse.

Ipercicli

Caratteristica importante dei sistemi complessi è di potersi autoriprodurre.

Inoltre sono in grado di

generare forme di esistenza inedite grazie alla combinazione con altri sistemi.

Queste nuove forme

hanno caratteristiche del tutto nuove. Inoltre le forme originarie possono soccombere o coesistere a

fianco delle nuove forme appena costituite.

Conclusioni

La Termodinamica Classica vede i sistemi come entità statiche (Termodinamica dell'Essere) che evolvono

in modo indipendente dalle condizioni iniziali, nel senso che queste non possono cambiare la sua

struttura. La Termodinamica Irreversibile, nata con Y. Prigogine negli anni 'settanta, si può considerare la

Termodinamica del Divenire⁵⁴ poiché vede i sistemi come entità dinamiche, in successive trasformazioni

(biforcazioni).

La Termodinamica Classica è deterministica e legata all'equilibrio mentre la

Termodinamica Irreversibile e legata alle fluttuazioni che si generano lontano dall'equilibrio e quindi alla fluttuazioni che sono generate dalle strutture dissipative che nascono in lontananza dall'equilibrio. Pertanto prevale la natura statistica e probabilistica rispetto a quella deterministica.

Se l'ordine è visto come un bene e il disordine come un male nella visione classica della Termodinamica, oggi possiamo dire che il disordine può essere visto addirittura come vitale nella generazione di

trasformazioni (biforcazioni) e quindi di evoluzioni che non trovano alcuna spiegazione nell'ambito della teoria classica. L'esempio della fusione del cristallo e della successiva cristallizzazione ne è la prova.

4.9 ENTROPIA PER I GAS IDEALI

Il calcolo dell'entropia per i gas ideali può immediatamente essere effettuato ricordando che si può scrivere:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dv^2} \\ & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dv^2} \\ & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dv^2} \\ & = + = + \quad [86] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dp^2} \\ & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dp^2} \\ & \frac{d^2 T}{ds^2} \frac{d^2 T}{dp^2} \\ & = - = - \quad [87] \end{aligned}$$

Tenuto conto che $R = c_p - c_v$ e $k = c_p / c_v$ dalla [86] si ha:

$$\ln \frac{1}{k} \cos$$

$$v s = c T v - + t$$

Definendo la costante come:

$$\ln \frac{1}{k}$$

$$v t c T v = - -$$

si ha, infine:

$$\ln$$

$$k v$$

$$T v$$

$$s c$$

$$T v$$

$$- \square \square$$

$$= \square \square$$

$$\square \square$$

$$[88]$$

Con analogo procedimento dalla [87] si ottiene:

$$\ln$$

$$k k$$

$$p$$

$$T p$$

$$s c$$

$$T p$$

-
□ □
= □ □
□ □
[89]

L'ipotesi di validità per i gas ideali comporta anche ritenere costanti i calori specifici.

⁵⁴ In questo senso e da interpretare uno dei testi fondamentali di Y. Prigogine: "Dall'Essere al Divenire".

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

69

4.10 PIANO TERMODINAMICO DI GIBBS

La [45], valida per trasformazioni reversibili, consente di avere $dQ = Tds$. In un piano aventi in ordinate la temperatura assoluta, T, e in ascisse l'entropia specifica, s, e allora possibile calcolare la quantità di calore scambiata in una trasformazione, vedi Figura 27, mediante l'integrale ₁ ₂

^{ss}

$$Q = \int T ds.$$

Il piano di Gibbs, detto piano entropico o piano termodinamico, rappresenta facilmente le isoterme

(parallele all'asse delle ascisse) e le isoentropiche (parallele all'asse delle ordinate). Nella Figura 29 si ha la

rappresentazione di un ciclo di Carnot costituito da due isoterme, a temperature T_1 e T_2 , e due

isoentropiche, s_1 ed s_2 . L'area del ciclo rappresenta ancora, per quanto detto in precedenza, il lavoro

netto del ciclo, così come nel piano di Clapeyron (pv).

Le isocore e le isobare hanno andamenti esponenziali e sono rappresentate come in Figura 30.

Le relazioni [88] e [89] dicono che le isocore e le isobare hanno andamenti dell'entropia di tipo

esponenziale, come rappresentato nella figura seguente.

Per i fluidi reali lontani dal punto critico (quando, cioè, hanno comportamento vicino a quello

ideale) si possono ritenere esponenziali le isobare e le isocore, come si vedrà nel prosieguo per i

diagrammi di stato dei gas saturi.

4.10.1 SIGNIFICATO DELLA SOTTOTANGENTE NEL PIANO (T,S)

E' facile dimostrare che nel piano (Ts) la sottotangente assume il significato di calore specifico nel

punto A lungo la trasformazione considerata. In Figura 31 si ha la rappresentazione grafica di quanto

detto. Dato il punto A si traccia la tangente geometrica alla curva della trasformazione in A fino ad

incontrare l'asse delle ascisse in R.

12

Entropia

Temperatura

s1 s2

Figura 27: Piano di Gibbs

p2 p1

p3

v3 v2 v1

S

T

Figura 28: Andamento delle isocore e delle isobare nel piano (T,s)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

70

S

T

AB

DC

T2

T1

s1 s2

Q1

Q2

L= Q1 - Q2

Figura 29: Rappresentazione di un ciclo di Carnot nel piano (Ts)

La sottotangente RS e il calore specifico in A per la trasformazione considerata.

Risulta, infatti:

pA

AA

A

$$AS T T ds dQ$$

$$RS c$$

$$tag dT dT dT$$

$$ds$$

α

$$\square \square \square \square = = = \square \square = \square \square =$$

$$\square \square \square \square \square \square$$

$$\square \square$$

$$\square \square$$

[90]

che dimostra quanto affermato. Cio spiega anche perche le curve isobare sono piu rivolte verso

l'asse delle ascisse, vedi Figura 30, rispetto alle isocore.

S

TTs

pV

A

Figura 30: Andamento delle trasformazioni nel piano di Gibbs

Occorre ricordare, infatti, che per la legge di Mayer risulta essere:

$$p v c - c = R [91]$$

per cui, essendo R>0, deve essere cp>cv, ossia la sottotangente di cp deve essere maggiore della

sottotangente di cv, come indicato in Figura 32.

S

T

A

RS

α

sottotangente

trasformazione

Figura 31: Significato della sottotangente nel piano (Ts)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

71

Il segmento RS, corrispondente a cp, e maggiore del segmento RU (corrispondente a cv).

S

T

A

RS

αpv

cp Q

cv

Figura 32: Rappresentazione della Legge di Mayer sul piano (Ts)

4.11 PIANO DI MOLLIER O ENTALPICO

Oltre al piano termodinamico di Gibbs e molto utilizzato nell'Ingegneria Meccanica il piano entalpico o di Mollier. In questo caso si ha in ascissa l'entropia specifica e in ordinata l'entalpia specifica, come indicato nella Figura 33. Questo piano termodinamico risulta molto comodo nelle applicazioni poiche, in base a quanto osservato nel §3.3, consente di calcolare il lavoro tecnico facilmente mediante una semplice differenza dei valori di entalpia lette nell'asse delle ordinate.

$$\int_{h_1}^{h_2} v dp = h_2 - h_1$$

Adiabatica

Figura 33: Piano entalpico di Mollier

$$s = A + R \ln \left(\frac{p}{p_0} \right)$$

Figura 34: Calcolo della temperatura nel piano di Mollier

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

72

La temperatura non e rappresentata direttamente, come nel piano di Gibbs, ma e possibile

ottenerla mediante una semplice costruzione geometrica. Essa, infatti, e la tangente trigonometrica della tangente geometrica in un punto lungo una isobare. Infatti risulta:

$$T ds = dh - v dp$$

e quindi:

$$\frac{p}{h} T s$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s} \right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial s} \right)_p$$

[92]

Nella Figura 34 si ha la rappresentazione grafica di quanto ottenuto analiticamente. In genere,

pero, le isoterme sono rappresentate mediante curve aventi andamenti tipici per il fluido esaminato e

pertanto la lettura della temperatura puo essere agevolmente effettuata interpolando fra le isoterme

disponibili. Il piano di Mollier trova particolare applicazione nei cicli termodinamici (specialmente quello

a vapore del quale di parlera nel prosieguo) e nella progettazione delle macchine termiche.

4.12 PROCESSI ISOENTROPICI E ADIABATICI

I processi isoentropici sono ideali e reversibili, come dimostrato con la [46].

Possiamo, allora,

rappresentare le trasformazioni ideali con isoentropiche e le trasformazioni reali con politropiche ad

entropia sempre crescente. Studiamo i casi importantissimi di espansione e di compressione

isoentropiche e reali.

Espansione isoentropica e reale

Per espansione isoentropica si intende un'espansione che porti un fluido da una pressione

maggiore ad una minore, come rappresentato in Figura 35.

Il lavoro tecnico ideale di espansione vale, essendo $Tds = dh - vdp$:

$${}_{i1}{}_{12} \mathcal{L} = - \int v dp = \hat{h} - \hat{h}_i$$

Nella stessa Figura 35 rappresentiamo una espansione reale (politropica di indice n) ad entropia

crescente dallo stato 1 allo stato 2' per la quale si ha il lavoro tecnico reale, ancora calcolabile mediante

la relazione:

$${}_{r1}{}_{12'} \mathcal{L} = - \int v dp = \hat{h} - \hat{h}_i$$

Possiamo definire rendimento isoentropico di espansione il rapporto:

$\frac{\mathcal{L}_{12'}}{\mathcal{L}_{12}}$

$\frac{\hat{h}_i - \hat{h}_{2'}}{\hat{h}_i - \hat{h}_2}$

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

η_{is}

Figura 35: Espansione ideale e reale

Il rendimento isoentropico, quindi, fornisce direttamente una indicazione sull'irreversibilita della trasformazione considerata.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

73

Valori commerciali attuali delle turbine del rendimento isoentropico (a vapore e a gas) variano

nell'intervallo 0.75-0.85 a seconda se sono di alta pressione (valori minori) o di bassa pressione (valori maggiori).

Si osserva che le irreversibilita nell'espansione reale producono attriti fra fluido di lavoro e le

palette delle turbine e pertanto si ha produzione di calore internamente al fluido che, a sua volta, ha piu

capacita di produrre lavoro tecnico. In definitiva allora, una parte del calore di attrito viene recuperato

sotto forma di maggior lavoro rispetto a quello che il rendimento isoentropico ci propone. Questo

risultato, invero dimostrato anche sperimentalmente, e perfettamente dimostrabile mediante l'utilizzo

del rendimento exergetico di espansione definito come rapporto fra l'exergia ottenuta (vedi §5.4) nella

trasformazione reale e l'exergia spesa.

Compressione isoentropica e reale

Si ha un'espansione quando il fluido di lavoro passa da pressione minore a pressione maggiore a spese di lavoro tecnico esterno di compressione.

Nella successiva Figura 36 si hanno le rappresentazioni delle compressioni ideali e reali nel piano

(T,s). Il lavoro tecnico speso per la compressione ideale vale, per quanto già indicato per l'espansione:

$${}_{12}L = \int_1^2 v dp = \hat{h} - \hat{h}_1$$

mentre per la compressione reale da 1 a 2' si ha un lavoro di compressione dato da:

$${}_{12'}L = \int_1^{2'} v dp = \hat{h} - \hat{h}_1$$

s
p1
T2
p2
12
,
T1
T2'
T2

Figura 36: Compressione ideale e reale

Possiamo anche in questo caso definire un rendimento isoentropico di compressione come rapporto fra il lavoro ideale di compressione e quello reale, cioè:

2 1
2' 1
i is
r

$$\eta = \frac{{}_{12}L}{{}_{12'}L}$$

$$\eta = - \frac{\hat{h}_2 - \hat{h}_1}{\hat{h}_2' - \hat{h}_1}$$

Si osservi come una compressione reale porta il fluido a temperatura finale maggiore che nel caso

ideale e sempre ad entropia crescente. Si vedrà nel prosieguo una conseguenza di questa osservazione

sui cicli frigoriferi a compressione di vapori saturi. Anche per la compressione si può definire un

rendimento exergetico di compressione come si vedrà nel prosieguo (vedi §5.5).

4.13 EQUAZIONI DI MAXWELL

Uno dei grandi successi (anche culturali) della Termodinamica è stato quello di avere saputo trovare

relazioni valide per le trasformazioni reali dei sistemi partendo da considerazioni teoriche che utilizzano

solo poche variabili macroscopiche esterne. Vedremo in questo capitolo le equazioni di Maxwell derivate

mediante sole considerazioni teoriche (si tratta di semplici applicazioni di teoremi di Analisi Matematica) ma

che rivestono un'importanza fondamentale nella Termodinamica perché consentono di legare il

mondo macroscopico esterno con il mondo microscopico interno che per noi è inaccessibile.

Abbiamo sin qui definito alcuni potenziali termodinamici quali l'energia interna u , l'entalpia h , l'entropia s . Possiamo scrivere i primi due in funzione dell'entropia mediante le equazioni già viste:

$$du = Tds - pdv \quad [95]$$

$$dh = Tds + vdp \quad [96]$$

Definiamo ora due nuovi potenziali termodinamici che trovano largo utilizzo nelle applicazioni di

Fisica e Chimica: il potenziale di Helmholtz:

$$f = u - Ts \quad [97]$$

e il potenziale di Gibbs:

$$g = h - Ts \quad [98]$$

Differenziamo la [97] ed otteniamo:

$$df = -pdv - sdT \quad [99]$$

e differenziando la [98] si ottiene:

$$dg = -sdT + vdp \quad [100]$$

Abbiamo allora quattro equazioni differenziali relative ai potenziali termodinamici du , dh , df e dg e

pertanto possiamo applicare il noto teorema di Swartz dell'Analisi Matematica sui differenziali esatti e

cioè che perché una forma lineare sia un differenziale esatto, supposte valide tutte le ipotesi di

derivabilità e continuità delle funzioni (stiamo parlando di grandezze fisiche certamente mai

discontinue) devono essere eguali le derivate incrociate dei coefficienti. Cioè dato il differenziale:

$$d\phi = A(x, y)dx + B(x, y)dy$$

perché esso sia esatto devono essere verificate le condizioni:

$$\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{\partial B}{\partial x}$$

$$y \frac{\partial A}{\partial x} = x \frac{\partial B}{\partial y}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial A}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial B}{\partial y} \right)$$

Allora da ciascuna delle quattro forme differenziali di stato sviluppando i calcoli si ottengono le

seguenti equazioni:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{v, s} = - \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_{p, T}$$

$$[101]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{p, s} = \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{v, T}$$

$$[102]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{v, s} = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_{p, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{p, s} = \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{v, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{v, s} = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_{p, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{p, s} = \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{v, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{v, s} = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_{p, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{p, s} = \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{v, T}$$

$$[103]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_{v, s} = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_{p, T}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) - \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right] = - \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right]$$

[104]

Sono queste le equazioni di Maxwell. Ciascuna di esse lega una derivata fra variabili esterne con una ove compare l'entropia (variabile interna). Pertanto queste equazioni consentono di sostituire alle variazioni di grandezze interne (nota l'entropia si possono calcolare le altre funzioni di stato mediante le forme differenziali sopra scritte) le variazioni di variabili esterne. Vedremo nel prosieguo alcune notevoli applicazioni delle equazioni di Maxwell. Possiamo qui indicare una semplice regola mnemonica per ricavare le equazioni suddette con poco sforzo. Basta scrivere in ordine alfabetico le quattro variabili:

$p s T v$

ed effettuare le derivate a coppie fra le quattro nello stesso ordine progressivo sopra indicato e con l'avvertenza di aggiungere un segno meno se le coppie di variabili sono contigue.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

75

Ad esempio la [101] lega le seguenti coppie vicine (e quindi occorre aggiungere il segno meno):

{ }

$p s T v$

→→

$\left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) - \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right]$

$= - \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right]$

$\left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right]$

Se invece si considera la [102] si hanno le seguenti coppie (senza il segno meno perche non contigue) :

{ }

$p T s v$

↔↔

$\left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right) - \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right]$

$= \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) \right]$

$\left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) \right]$

La regola mnemonica, quindi, puo essere applicata sia in senso diretto che inverso rispetto

all'ordine di scrittura delle variabili. Si osservi ancora, come gia fatto nel §4.4 per le definizioni di

temperatura e di pressione, che dalle [95], [96], [99] e [100] si hanno, per identificazione dei coefficienti:

v_p

u_h

T_s

s

$$\left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right) - \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) \right] = \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right) \right]$$

[105]

s^T

u_f

p_v

v

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial^2 g}{\partial p \partial T}\right)$$

[106]

sT

hg

v

pp

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial p^2}\right)$$

[107]

vp

fg

s

$T T$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial^2 g}{\partial p \partial T}\right)$$

[108]

Si osservi ancora dalla [100] che durante i passaggi di stato di un corpo, essendo invarianti la temperatura e la pressione e quindi $dP=dT=0$, deve essere $dg=0$ e pertanto durante i cambiamenti di stato l'energia di Gibbs deve mantenersi costante. Infine possiamo ancora scrivere i calori specifici a volume costante e a pressione costante utilizzando l'entropia nella forma:

v

vvv

uus

c

TsT

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial p \partial T}\right)$$

e per la [105] si ha:

vv

s

cT

T

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$$

[109]

Analogamente possiamo procedere per c_p ottenendo:

p

ppp

hhs

c

TsT

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial p \partial T}\right)$$

ossia, per [105]:

pp

s

cT

T

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$$

[110]

Queste nuove definizioni risultano comode per derivare le forme generali dei differenziali dell'energia interna e dell'entalpia.

4.14 FORME DIFFERENZIALI DELL'ENTROPIA

Possiamo ora derivare due forme differenziali dell'entropia che risultano molto utili per esprimere in forma generalizzata il differenziale dell'energia interna e dell'entalpia.

Esprimiamo dapprima

l'entropia in funzione di temperatura e volume, cioè supponiamo che sia:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

76

$$s = s(T, v)$$

Differenziando si ottiene:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$ds = \frac{1}{T} dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

Moltiplichiamo ambo i membri per T e, tenendo conto della [109], otteniamo:

$$T \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

Per la [103], eliminando la derivata della grandezza di stato interna del sistema, si può allora

scrivere:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v$$

[111]

Questa equazione è detta 1° equazione dell'entropia e lega Tds ai differenziali della temperatura

e del volume specifico. Allo stesso modo possiamo procedere supponendo che

sia: $s = s(T, p)$ per cui

differenziando si ottiene:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$ds = \frac{1}{T} dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p$$

Moltiplicando ambo i membri per T e tenendo conto della [104] per eliminare la derivata della

variabile interna si ha:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$T ds = dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p$$

[112]

detta 2° equazione dell'entropia e lega il differenziale Tds ai differenziali della temperatura e

della pressione.

4.15 FORMA DIFFERENZIALE DELL'ENERGIA INTERNA

Vogliamo adesso trovare una forma generalizzata del differenziale dell'energia interna. Fino ad

ora, infatti, abbiamo ritenuto u funzione della sola temperatura per i gas ideali (vedi esperienza di Joule).

Abbiamo visto con la [95] che e:

$$du = T ds - p dv$$

Allora per la [111] si puo scrivere:

$$du = c_v dT + p dv$$

$$c_v dT = + p dv - p dv$$

Ossia ancora:

$$c_v dT = p dv$$

$$c_v dT = p dv$$

[113]

Questa equazione lega l'energia interna alla temperatura ($c_v dT$) e al volume specifico. Per un fluido

ideale, utilizzando l'equazione di stato $p v = RT$, si ottiene:

0_v

$$p \mathcal{R} T p p p$$

$$p \mathcal{R} T p p p - p \mathcal{R} T p p p = - - - =$$

e quindi si ritorna nella sola dipendenza dell'energia interna dalla temperatura.

In genere, pero, il

termine:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

77

$$p \mathcal{R} T p p p$$

$$p \mathcal{R} T p p p - p \mathcal{R} T p p p =$$

[114]

e diverso da zero e si identifica con la pressione interna del fluido detta anche pressione di Amagat. Si

vedra piu avanti (§6) l'equazione di Wan der Waals per i fluidi reali che qui si

trascrive per un kg di

fluido:

$$\left(\frac{p}{a} + \frac{b}{v} \right) v = \mathcal{R} T$$

$$\left(\frac{p}{a} + \frac{b}{v} \right) v = \mathcal{R} T$$

[115]

Le costanti a, b ed R sono caratteristiche del fluido considerato. Possiamo vedere facilmente il

significato del termine a/v^2 . Infatti applicando la [114] alla [115] si ottiene:

$$\mathcal{R} T a p v b$$

$$v$$

$$= -$$

$$-i$$

$$22$$

$$v$$

$$p \mathcal{R} \mathcal{R} T a a$$

$$p \mathcal{T} p \mathcal{T}$$

$$T v b v b v v$$

$$\square \square \partial \square \square = \square \square \square \square \partial \square \square - \square \square = - - - + =$$

Quindi si tratta di una pressione interna del gas reale.

4.16 FORMA DIFFERENZIALE DELL'ENTALPIA

Analogamente a quanto fatto per l'energia interna possiamo ora derivare una forma generalizzata

per il differenziale dell'entalpia. Infatti dalla [96] si ha. Per la [112]:

$$pp$$

$$v$$

$$dh \mathcal{T} ds v dp c dT \mathcal{T} dp v dp$$

$$\mathcal{T}$$

$$\square \partial \square = + = - \square \square + \square \partial \square$$

ovvero, ordinando i termini:

$$pp$$

$$v$$

$$dh c dT \mathcal{T} v dp$$

$$\mathcal{T}$$

$$\square \square \partial \square \square = - \square \square \square - \square \square \square \partial \square \square$$

[116]

che lega l'entalpia sia alla temperatura che al volume e alla pressione. Il termine in parentesi

quadra e chiaramente nullo nel caso di gas ideali, come si può facilmente dimostrare mediante

l'equazione caratteristica $p v = RT$.

Per un gas reale questo termine assume un valore diverso da zero, come si vedrà a proposito

dell'effetto Joule - Thompson (vedi §6.1).

4.17 RELAZIONE DI MAYER GENERALIZZATA

Dalle due equazioni dell'entropia [111] e [112] possiamo derivare una forma generalizzata

dell'equazione di Mayer che lega la differenza dei calori specifici dei fluidi.

Eguagliando i secondi

membri delle due relazioni si ha, infatti:

$$p v$$

$$p v$$

$$v p$$

$$c dT \mathcal{T} dp c dT \mathcal{T} dv$$

$$\mathcal{T} \mathcal{T}$$

$$\square \partial \square \square \partial \square - \square \square = + \square \square \square \partial \square \square \partial \square$$

Questa eguaglianza dovrà valere per qualunque trasformazione e quindi anche, ad esempio, per

una isobara. Ponendo $dp=0$ nella precedente si ottiene:

$$p v$$

$$v p$$

$$p v$$

$$c c \mathcal{T}$$

$$\mathcal{T} \mathcal{T}$$

$$\square \partial \square \square \partial \square - = \square \square \square \square \square \partial \square \square \partial \square$$

[117]

Questa equazione è già importante perché lega la differenza dei calori specifici in una forma più

generale di quella già vista per i gas ideali ($c_p - c_v = R$).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

78

A secondo membro compare la derivata

$\frac{p}{v}$

$\frac{1}{T}$

$\frac{1}{T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$

che è legata ad una caratteristica ben nota dei corpi, il coefficiente di dilatazione cubica

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$

$\frac{1}{T}$

$$\beta \frac{\partial v}{\partial T} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$$

. La derivata

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{T}$

$\frac{1}{T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$

è piuttosto difficile da calcolare o derivare sperimentalmente.

Si può ovviare all'inconveniente osservando che deve essere, come è noto dall'Analisi

Matematica:

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial p}$

$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial T}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial T}$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial T}$$

e quindi e anche:

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial p}$

$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial T}$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial T}$$

[118]

Si definisce modulo di comprimibilità isoterma

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p}$

$\frac{1}{p}$

$\chi =$

$$-\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{1}{T}$$

. Tenendo conto di questi due

coefficienti (proprietà termofisiche dei corpi e quindi perfettamente note sperimentalmente) si ottiene:

$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T}$

$\frac{1}{T}$

$\frac{1}{T}$

$$c \frac{1}{T} \chi \beta$$

$\chi =$

= [119]

che è la relazione cercata. Ovviamente, se ne omette la dimostrazione, per il gas ideale il secondo membro è pari ad R.

4.18 STUDIO ELASTO-TERMOMETRICO E ENERGETICO-CALORIMETRICO DEI CORPI

Lo studio di un corpo passa attraverso la sperimentazione e la conoscenza delle sue proprietà

termofisiche. La loro determinazione può impegnare notevoli risorse qualora non ben programmate a

causa del grande numero di variabili da prendere in considerazione contemporaneamente.

La Termodinamica viene in aiuto in questo fornendo una metodologia corretta che non impegna

notevolmente in sperimentazioni ripetitive e spesso superflue.

Lo studio di un corpo avviene in due fasi:

× Lo studio elasto-termometrico con il quale si determina il legame funzionale tra le variabili

macroscopiche esterne e quindi la funzione caratteristica $f(p,v,T)=0$.

× Lo studio energetico-calorimetrico con il quale si conosce l'andamento delle grandezze

microscopiche interne del corpo (u, h, s, f, g). Quest'ultimo studio presenta maggiori difficoltà

rispetto al precedente poiché le variabili interne non sono direttamente accessibili

sperimentalmente ma debbono essere calcolate mediante relazioni matematiche che legano

quest'ultime alle variabili macroscopiche esterne.

Vogliamo ora dimostrare che nota l'equazione caratteristica esterna $f(p,v,T)=0$ e la conoscenza

della funzione $c_p(T)$ per una data pressione allora si possono conoscere tutte le proprietà termofisiche.

Sappiamo che la funzione di Gibbs è $g=u+pv-Ts$ che in forma differenziale diviene:

$$dg = -s dT + v dp \quad [120]$$

e pertanto si ha:

$$g^v$$

$$p$$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial v} \right)_p = \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_v$$

[121]

e ancora

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

79

$$p$$

$$g^s$$

$$T$$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p$$

[122]

Integrando la [121] si ottiene:

$$\left(\frac{\partial g}{\partial v} \right)_p = p$$

$$,$$

pp

$$g(p, T) = \int v dp + \gamma(T) \quad [123]$$

ove $\gamma(T)$ è una funzione incognita, avendo integrato in p , della sola temperatura T .

In questa equazione

pp

$\int v dp$ si può calcolare una volta nota la funzione caratteristica elastotermometrica

$f(p, v, T) = 0$. La funzione $\gamma(T)$ può facilmente essere determinata osservando che ponendo

$p = p_0$ la [123] fornisce:

$$g(p_0, T) = g(p_0, T) + \gamma(T) \quad [124]$$

e quindi il significato di $\gamma(T)$ è perfettamente noto. Il calore specifico a pressione costante è

definito come:

pp

s

$$c_p = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p$$

T

$$\left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{p_0} + \gamma'(T)$$

[125]

e pertanto, tenendo conto della [122], si ha:

2

p2

p

g c

T

T=

$$- \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{p_0} - \gamma'(T)$$

[126]

Ponendo $p = p_0$ e tenendo conto della [124] si ottiene:

$$\left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{p_0} + \gamma'(T)$$

00

2

p2

p

T c

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

T

$$\gamma = - \int \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p dT + A + B/T \quad [128]$$

ove A e B sono due costanti di integrazione arbitrarie.

Nota $\gamma(T)$ si può risolvere pienamente la [123] e quindi conoscere l'andamento di $g(p, T)$ a meno di

un termine lineare $AT + B$, come ci aspettava data la definizione di g come combinazione lineare di due funzioni di stato u (o anche h) ed s . Una volta nota $g(p,T)$ applicando la [126] si può conoscere l'andamento di $c_p(p,T)$. Quindi, risolvendo la [125], si può conoscere $s(p,T)$ e da questa l'energia interna $u(p,T) = g(p,T) - pv - Ts$ e così via per tutti i potenziali termodinamici, mediante le equazioni di Maxwell.

Esempio di studio Energetico - Calorimetrico

Applichiamo quanto sopra sviluppato allo studio di un corpo di cui si conosca l'equazione

caratteristica elasto-termometrica che è:

$$pv = RT \quad [129]$$

e si sappia, inoltre, che ad una data pressione p_0 il calore specifico sia costante con la temperatura:

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0} = c \quad [130]$$

Applicando la [128] si ottiene:

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$\log \frac{p}{p_0}$$

$$dT$$

$$T c \frac{dT}{T} + A T + B$$

$$T$$

$$\gamma = - \int \frac{c_p}{T} \frac{dT}{T} + \int \frac{A}{T} dT = - \int \frac{c_p}{T} \frac{dT}{T} + A \ln T + B$$

Pertanto risolvendo l'integrale si ha:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

80

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$\gamma(T) = -c_p \ln T - 1 + A T + B \quad [131]$$

Nota $\gamma(T)$ applicando la [123] si ottiene:

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$p_0$$

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0} \log \frac{p}{p_0}$$

$$p$$

$$p$$

$$g(p,T) = \int p \frac{dT}{T} + \int \frac{R}{p} dp + A T + B$$

$$p \frac{dT}{T}$$

$$\int \frac{R}{p} dp$$

$$= + = \int \frac{R}{p} dp - - + +$$

$$\int \frac{R}{p} dp$$

\int ossia, riordinando i

termini:

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$, \log \log \left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0} = R \ln p - c_p \ln T + A T + B$$

ove A' e B' sono sempre costanti arbitrarie di integrazione. Adesso possiamo conoscere

l'andamento del calore specifico $c_p(p,T)$ applicando la [126]. Si ottiene:

$$\left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$p_0$$

$$22$$

$$, \log \log \left(\frac{c_p}{T} \right)_{p_0}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

$$g_p T R_p c T c A$$

$$c p T T T c$$

$$T T$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

Pertanto il corpo in esame ha calore specifico costante non solo alla pressione p_0 ma a tutte le pressioni. Applicando la [121] si ha:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

$$g_p T R_p c T c A$$

$$c p T T T c$$

$$T T$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

e quindi si ritrova valida la relazione caratteristica $p v = RT$. Se applichiamo la [122] si ottiene l'espressione dell'entropia:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

$$g_p T R_p c T c A$$

$$c p T T T c$$

$$T T$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

ossia:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_P$$

$$g_p T R_p c T c A$$

$$c p T T T c$$

$$T T$$

Nota la $s(p,T)$ si ha infine l'espressione dell'energia interna:

$$\begin{aligned}
 & \left(\right)_{00} \\
 & , \log \log ' ' \log \log p p \\
 & p \\
 & u g p T p v s T R T p c T T A T B p v R c T T \\
 & p \\
 & \square \square \\
 & = - - = - + + - - \square + \square \\
 & \square \square
 \end{aligned}$$

che, tenuto conto della relazione di Mayer generalizzata [117] e dell'equazione caratteristica diviene:

$$\left(, \right)' v u p T = c T + B [132]$$

Pertanto la sostanza qui esaminata è il gas perfetto più volte studiato nei capitoli precedenti.

Questo esempio vuole confermare quanto già noto in precedenza e cioè che le ipotesi di conoscenza delle due equazioni caratteristiche [129] e [130] portano alla [132] e quindi alla piena definizione del comportamento termodinamico della sostanza.

Quanto sopra dimostrato ci dice anche che un fluido ideale ha calore specifico costante a qualunque

pressione e che le due definizioni sono biunivoche: fluido ideale \Rightarrow calore specifico a pressione costante invariante

con la pressione e viceversa.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

81

5 EXERGIA

Si introduce ora il concetto di exergia di una trasformazione termodinamica: essa è il lavoro

massimo ottenibile nella trasformazione. Nel caso di una macchina termica l'exergia è data dalla

relazione del lavoro massimo già vista in quanto il lavoro massimo lo si può ottenere solo con la macchina

di Carnot. Se consideriamo una massa termica a temperatura iniziale T_1 si dimostra che l'exergia è data

dalla seguente relazione:

$$\Delta e = h - h_0 - T_0 (s - s_0) [133]$$

ove con e si indica l'exergia specifica (misurata in J/kg), con s l'entropia specifica (misurata in

J/K.kg) e con T_0 si indica la temperatura dell'ambiente (detta anche stato di riferimento).

T_s

T_0

T_1

δQ

δL

CT1

Ambiente

Massa iniziale

Macchina elementare

di Carnot

T_{po}

Figura 37: Exergia di una massa a temperatura T_1

Infatti supponendo che la massa abbia temperatura iniziale T_1 e che si trovi alla pressione p_0 dell'ambiente, il massimo lavoro che possiamo ottenere dall'energia termica posseduta da questa è dato da una macchina elementare di Carnot che, istante per istante e quindi a temperatura variabile da T_1 a T_0 , trasformi il calore ceduto dalla massa δQ , (negativo perché uscente) in lavoro δL . Abbiamo, allora, per una trasformazione che porti la massa da T_1 a T_0 il lavoro massimo:

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\max \int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$T \mathcal{L}$$

$$e$$

$$Q$$

$$T \delta$$

$$\Delta e = -Q - W$$

$$\Delta e = - \int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

Sviluppando l'integrale a secondo membro si ha:

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$$

Poiché lungo l'isobara p_0 si ha $\delta Q = dh$ allora, ricordando la definizione di entropia⁵⁵ si ha:

$$\Delta e = h_2 - h_1 - T_0(s_2 - s_1)$$

che è la [133]. Analogo risultato⁵⁶ si ottiene se la pressione iniziale è diversa da quella ambiente p_0

e pertanto se la variazione Δe non dipende dal percorso seguito essa è una grandezza di stato. L'exergia della massa viene detta exergia di sistema. Anche l'exergia, per quanto appena dimostrato, è un potenziale termodinamico e dipende solo dagli stati iniziali (1) e finali (2) della trasformazione. Si definisce rendimento exergetico il rapporto fra l'exergia ottenuta e l'exergia spesa in una trasformazione termodinamica. Lo studio in chiave exergetica delle trasformazioni termodinamiche è relativamente recente (circa trenta anni) e rappresenta il nuovo modo di vedere le cose non più legate ai rendimenti energetici. Un esempio può chiarire quanto sopra detto.

⁵⁵ Stiamo qui supponendo il processo reversibile.

⁵⁶ Si lascia all'Allievo la semplice dimostrazione di questa affermazione.

Si consideri il processo di combustione che avviene in una caldaia domestica per produrre acqua calda per il riscaldamento: viene bruciato gasolio ad una temperatura di circa 1600 °C per ottenere acqua calda a circa 80 °C. In termini energetici si definisce il rendimento di caldaia come il rapporto fra il calore prodotto e quello trasferito all'acqua.

In questo modo si ottengono valori assai elevati e oggi vicini al 94-96%, nel senso che il 94-96% dell'energia ottenuta dalla combustione viene ceduta all'acqua mentre il 6-4% viene perduta con i fumi.

Ben diverso è il discorso dal punto di vista exergetico. Noi bruciamo gasolio ad una temperatura di circa 1600 °C per riscaldare acqua ad una temperatura di 80°C.

L'exergia della fiamma a 1600 °C è molto elevata perché la sua temperatura è elevata rispetto all'ambiente (assunto a 20°C) mentre quella dell'acqua a 80°C è bassa perché la sua temperatura è prossima a quella ambiente. Considerando la caldaia uno scambiatore di calore isolato adiabaticamente

il rendimento exergetico, rapporto fra il rendimento exergetico per una macchina di Carnot che opera fra 80°C e 20°C ed una macchina di Carnot che opera fra le temperature di 1600°C e 20°C, vale:

$$\frac{20}{273}$$

$$1$$

$$\frac{80}{273} \cdot 0.201$$

$$\frac{20}{273}$$

$$1$$

$$\frac{1600}{273}$$

$$\text{exergetico } \eta$$

$$- +$$

$$= - ++ =$$

$$+$$

Pertanto produrre l'acqua a 80°C mediante fiamma a 1600 °C significa utilizzare solo 20% di quello che, invece, potrebbe essere ottenuto se utilizzassimo il calore direttamente alla temperatura di 1600 °C. Con temperatura di fiamma di 2000 °C si avrebbe un rapporto di circa il 19.5%.

Dunque quotidianamente noi commettiamo un assurdo termodinamico bruciando un combustibile nobile (che potrebbe essere più convenientemente utilizzato per produrre lavoro nei motori delle auto o nelle centrali elettriche) ad alta temperatura per utilizzare l'acqua riscaldata ad una temperatura di 80 °C, ridicola rispetto a quella di fiamma.

Questi sprechi energetici che oggi tutti egoisticamente ed ipocritamente tolleriamo saranno rimpianti dai nostri figli che troveranno sempre meno risorse pregiate per ottenere energia meccanica in

futuro!

5.1 EXERGIA DI UN SISTEMA APERTO STAZIONARIO

Abbiamo già trovato che per un sistema aperto in regime stazionario vale la [6]. Se osserviamo bene quanto essa vuole dirci ci accorgiamo subito che è possibile incorrere in errori gravi. Se annulliamo tutto il primo membro si ha:

$$q - \ell = 0 \text{ [134]}$$

ovvero che tutto il calore può trasformarsi in lavoro, cosa che contraddice l'enunciato di Kelvin e di Carnot del Secondo Principio della Termodinamica. In realtà la [134] pone in luce solamente quello che il Primo Principio ci ha sempre detto: l'equivalenza metrologica del calore e del lavoro. Essi sono entrambi forme di energia e quindi si equivalgono. Oggi con il S.I. utilizziamo la stessa unità di misura per l'energia termica e quella meccanica, il Joule.

Ben diversamente vanno le cose se teniamo conto non solo di un bilancio ma anche di una trasformazione (mediante un ciclo termodinamico) del calore in lavoro. Ciò può e deve essere fatto utilizzando il Secondo Principio della Termodinamica. Si consideri il generico sistema di Figura 38 che scambia con l'esterno N flussi di massa entranti ed M uscenti, scambia la potenza meccanica L (Watt) e i flussi termici (Watt) Q_0 con l'ambiente a temperatura T_0 , Q_1 con il serbatoio a temperatura T_1 , ..., Q_K con il serbatoio a temperatura T_K . Scriviamo l'equazione dell'energia [6] che ora diviene, indicando con il pedice 1 l'ingresso e con il pedice 2 l'uscita e supponendo (per sola semplicità operativa poiché la sola condizione necessaria e la stazionarietà nel flusso di massa) che il numero di flussi di massa in uscita sia pari a quello di ingresso:

$$\sum_{i=1}^N \dot{m}_i h_i - \sum_{j=1}^M \dot{m}_j h_j + \dot{Q}_0 + \sum_{k=1}^K \dot{Q}_k - \dot{L} = 0$$

.....

$$\sum_{i=1}^N \dot{m}_i h_i$$

i

$$\sum_{j=1}^M \dot{m}_j h_j$$

w w

$$\sum_{k=1}^K \dot{Q}_k - \dot{L}$$

$$\sum_{i=1}^N \dot{m}_i h_i - \sum_{j=1}^M \dot{m}_j h_j + \sum_{k=1}^K \dot{Q}_k - \dot{L} = 0$$

$$\sum_{i=1}^N \dot{m}_i h_i$$

$$\sum_{j=1}^M \dot{m}_j h_j$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

Per il Secondo Principio possiamo scrivere, integrando la [46], la seguente equazione di bilancio dei flussi di entropia (W/kg.K):

$()_{01}$
 21
 101

 \mathcal{N}_j
 \mathcal{K}
 $iiiiir$
 $j\mathcal{K}$
 $QQQQ$
 $msss$
 $TTTT$
 $\sum - = + + + + + + \Delta$
 $\& \& \& \&$
 $\&S$
ISTEMA

L
Qo
Q1
Q2
Qn
To
T1 T2
Tn
m1
m2
mN
m1
m2
mN

Figura 38: Sistema termodinamico stazionario

Se moltiplichiamo ambo i membri di quest'ultima equazione per T_0 si ottiene:

$()_1$
 2100000
 11

 \mathcal{N}_j
 \mathcal{K}
 $iiiiir$
 $j\mathcal{K}$
 QQQ
 $ms s Q T T T T s$
 $TTTT$
 $\sum - = + + + + + + \Delta$
 $\& \& \&$
 $\& \& \& [136]$

Sottraendo membro a membro la [135] e la [136] si ottiene l'equazione (combinazione lineare delle due precedenti) nella quale, esplicitando la potenza L ottenuta dal sistema, si ha:

$() () ()$
 22
 1200
 1211201210
 11
 $1 \dots 1$
 $2_{\mathcal{N}}$
 $ii\mathcal{N}$
 $iiiiii\mathcal{K}ir$
 \mathcal{K}

w

$L g z z m h h T s s Q Q T s$

$T T$

$$= \dots - \dots + \dots - \dots + \dots - \dots + \dots - \dots - \Delta$$

$\dots \dots \dots$

$\& \Sigma \Sigma \& \& \& \& [137]$

Questa equazione contempla sia il Primo che il Secondo Principio della Termodinamica e quindi non porta agli errori discussi all'inizio del paragrafo. Si osserva, infatti, che la potenza ottenuta si compone (vedi il secondo membro) di tutti i termini meccanici (variazioni energia cinetica e potenziale fra ingresso e uscita del fluido di lavoro), dei termini entalpici modificati secondo la [133] (exergia di sistema) e delle potenze ottenute dalla trasformazione delle quantità di calore, Q_j , (trasformate mediante macchine di Carnot operanti fra le temperature dei rispettivi serbatoi, T_j , e l'ambiente esterno a temperatura T_0) e diminuito della quantità $T_0 \Delta s'_{irr.}$, cioè dal flusso di anergia prodotta dalle irreversibilità del sistema. Qualora volessimo la massima potenza dovremmo annullare proprio l'anergia per irreversibilità e quindi dovremmo utilizzare trasformazioni reversibili. Si vede ancora dalla [137] che il flussi di calore Q_j pesano secondo i fattori $(1-T_0/T_j)$ detti anche fattori di Carnot. Quindi si è stabilita una scala di pesatura (o di valore) dell'energia termica tramite il fattore di Carnot: l'energia termica vale tanto di più quanto maggiore è la sua temperatura di utilizzo, come già accennato in precedenza. La [137] è ricca di applicazioni pratiche e consente di calcolare facilmente il rendimento exergetico o di secondo ordine di una qualunque trasformazione.

Caso dei sistemi chiusi

Se il sistema termodinamico considerato è chiuso e quindi non si hanno portate di massa entranti ed uscenti allora la [137] si riduce alla:

00

10

1

$$1 \dots 1 \kappa_{irr}$$

κ

$T T$

$L Q Q T s$

$T T$

$\dots \dots \dots$

$$= \dots - \dots + \dots - \dots - \Delta$$

$\dots \dots \dots$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

84

che fornisce il lavoro utile nel caso di sorgenti multiple di energia termica. Se le sorgenti

divengono solo due, T_1 e T_0 , allora si ha:

0

10

1

1_{irr}
 $\mathcal{T}\mathcal{L}$
 Q
 T

s

T

$\square \square$

$= \square - \square - \Delta$

$\square \square$

[138]

Questo risultato era facilmente prevedibile: una macchina reale che opera fra le stesse

temperature di una macchina di Carnot produce un lavoro utile L minore di quest'ultima. La differenza

sta proprio nella produzione di anergia per irreversibilita, $T_0\Delta s_{irr}$. Cio significa che abbiamo due tipi di

problemi con i cicli reali:

×non utilizzando le trasformazioni di Carnot (due isoterme e due isoentropiche) esse hanno sempre

rendimenti termodinamici inferiori a quello del Carnot corrispondente;

×essendo i cicli reali attuati mediante trasformazioni non reversibili si hanno sempre produzioni di

irreversibilita che producono anergia e quindi perdita del lavoro utile.

Caso di sistemi senza scambi di energia con l'esterno

Se annulliamo nella [137] gli scambi di calore con i serbatoi esterni e ci riferiamo all'unita di massa

(dividendo per la portata totale di massa) si ottiene la relazione:

$() ()$

22

12

121201202_{irr}

$w w$

$L g z z \dot{h} \dot{h} T s s T s = - + - + - - - - \Delta$ [139]

Se trascuriamo i termini meccanici (solitamente piccoli rispetto a quelli termici tranne nei casi in cui si

abbiano forti variazioni di quota o di velocita del fluido) si ottiene la relazione:

$()_{120120_{irr}} L = \dot{h} - \dot{h} - T s - s - T \Delta s$ [140]

Questa equazione ci dice una massa di fluido che si evolve, lungo qualunque trasformazione

termodinamica, dallo stato 1 allo stato 2 produce un lavoro utile pari alla variazione di entalpia

diminuita del prodotto $T_0(s_1-s_2)$ e dell'anergia di irreversibilita $T_0\Delta s_{irr}$. Qualora la trasformazione sia

reversibile si ha:

$()_{12012} L = \dot{h} - \dot{h} - T s - s$

che coincide formalmente con la [133]. Si sottolinea il fatto che l'exergia di sistema Δe e

indipendente dal tipo di trasformazione seguita per passare dallo stato 1 allo stato 2. Essendo la [133]

una combinazione lineare di grandezze di stato e anch'essa una grandezza di stato.

Possiamo sempre calcolare la variazione di exergia di sistema mediante la [133] anche se la trasformazione è realmente irreversibile nel qual caso è, ovviamente:

$$L_{irr} = \Delta e - T \Delta s$$

5.2 TEOREMA DI GOUY STODOLA

Per un sistema irreversibile l'equazione dell'exergia prima ricavata vale:

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{irr} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

Per un sistema reversibile questa si trasforma, eliminando le irreversibilità, nella seguente:

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

$$L_{rev} = \sum_{i=1}^N \dot{Q}_i \left(\frac{T_i}{T} - 1 \right) - T \Delta s$$

Sottraendo membro a membro queste due equazioni si trova l'importante relazione:

$$L_{irr} - L_{rev} = T \Delta s_{irr} \geq 0 \quad [141]$$

Che costituisce l'espressione del Teorema di Gouy Stodola.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

85

Si osservi subito che:

× Il Teorema di Gouy - Stodola è totalmente generale; non sono state fatte ipotesi di stazionarietà del processo.

× Tutte le equazioni scritte finora valgono sia per processi diretti (con produzione di lavoro), sia per processi inversi (con assorbimento di lavoro).

× I termini che compaiono nella [141] hanno il seguente significato:

L lavoro scambiato dal sistema con l'esterno nel corso del processo:

L_{rev} lavoro scambiabile dal sistema con l'esterno in assenza di irreversibilità;

L_{perso} exergia distrutta nel corso del processo.

× Le equazioni scritte fino ad ora valgono per un determinato volume di

controllo: tutte le equazioni fin qui illustrate sono pertanto utilizzabili per valutare l'irreversibilita che si determina in una qualsivoglia porzione del sistema.

Le equazioni di conservazione riguardano grandezze termodinamiche di tipo estensivo:

consentono cioe di calcolare quantita additive; in altre parole, e possibile sommare le energie, le exergie, le entropie di sottovolumi di un volume di controllo per ottenere le corrispondenti

grandezze riferite al volume complessivo. Questa proprieta risulta molto interessante, in quanto

consente di suddividere, ad esempio, un impianto nei suoi componenti, per andare a valutare i

singoli contributi alla perdita di lavoro complessiva del sistema.

Il lavoro perso (in termini di energia, in Joule) nel corso di un processo tra l'istante iniziale 0 e

l'istante generico τ :

$$L_{perso} = L_{rev} - L_{irr} = \int_0^\tau T ds$$

$$L_{perso} = \int_0^\tau T ds = -\Delta L$$

5.3 COSTRUZIONE DI BOSNIAKOVIC PER L'EXERGIA

Data l'importanza pratica della [133] si fa qui cenno ad una costruzione grafica detta di

Bosniakovic. Si ricordi che in base alla [34] si ha:

$$\delta q = dh - v dp \quad [34]$$

Potendo sostituire $\delta q = T ds$ si ottiene la relazione:

$$T ds = dh - v dp \quad [142]$$

valida sempre poiche lega valori di stato e quindi indipendenti dal tipo di trasformazione.

Dalla [142] si deduce anche:

$$\frac{p}{h} = \frac{1}{T s}$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_p$$

[143]

Quindi il calcolo della temperatura nel piano entalpico di Mollier si effettua calcolando la tangente

trigonometrica della tangente geometrica nel punto desiderato lungo l'isobara che passa per esso. Con

riferimento alla Figura 39 si tracci la isobara ambiente, p_0 , e su di essa si determini il punto ambiente 0

(indicato con la lettera A in figura). Si voglia adesso calcolare l'exergia del punto 1: dimostriamo facilmente

che il segmento 12 e proprio l'exergia $\Delta e = h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0)$.

Si vede, infatti, che valgono le seguenti relazioni geometriche (punto A coincidente con il punto 0

di riferimento):

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)_p \Rightarrow \frac{h_1 - h_0}{p_1 - p_0} = \frac{s_1 - s_0}{T_0} \Rightarrow h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0) = (h_1 - h_0) - T_0(s_1 - s_0) = \Delta e$$

Quindi il segmento 12 e l'energia utilizzabile di una massa di fluido nelle condizioni 1. Si intuisce

come i punti al di sopra della retta ambiente hanno exergia positiva mentre quelli al di sotto di essa hanno exergia negativa. Gli anglosassoni, sempre caratteristici nella scelta delle definizioni, chiamano l'ambiente dead state cioè letteralmente stato morto proprio perché tanto più ci si avvicina ad esso tanto minore è il lavoro utile ottenibile da una massa di fluido.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

86

s

h_{123p}

0

p

Ah

1

h₀

h₂

Figura 39: Costruzione di Bosniakovic

5.4 RENDIMENTO EXERGETICO DI ESPANSIONE

Nella Figura 40 si ha la rappresentazione di una espansione ideale e reale nel piano di Mollier.

Abbiamo già definito, nel §4.12, il rendimento isoentropico di espansione e si è detto che nella realtà si ha un maggior lavoro utile per effetto di un recupero parziale di calore generato internamente per attrito.

s

p₁

1 p₂

2 2'

h₁

h_{2'}

h₂

h

Figura 40: Espansione ideale e reale nel piano (h,s)

Possiamo adesso dimostrare facilmente quanto affermato mediante la definizione del rendimento

exergetico di espansione definito dalla relazione:

$\frac{1-2'}{1-2}$

$\frac{1-2'}{1-2}$

—

—^{ex}

Exergia Ottenuta $\dot{h}_1 - \dot{h}_2'$

Exergia Spesa $\dot{h}_1 - \dot{h}_2$

$\eta = \frac{\dot{h}_1 - \dot{h}_2'}{\dot{h}_1 - \dot{h}_2}$

— [144]

Ricordando la definizione [133] si può scrivere che la perdita di exergia vale (exergia spesa meno exergia ottenuta):

$$\dot{E}_{\text{perd}} = \dot{h}_1 - \dot{h}_2 - \dot{h}_2' = T_0 \dot{s} \quad [145]$$

e pertanto la perdita di exergia è pari alla produzione di anergia, essendo T₀ la temperatura

ambiente. Se utilizziamo la costruzione di Bosniakovic si può meglio vedere in quale rapporto è il

rendimento exergetico rispetto al rendimento isoentropico dato dalla [93].

In Figura 41 si ha la rappresentazione della costruzione di Bosniakovic per il calcolo del rendimento exergetico di espansione. Il lavoro tecnico reale e pari al segmento AC, il lavoro ideale al segmento AB mentre la differenza di exergia spesa e pari al segmento AD. Pertanto si ha:

$$\eta = \frac{e_{AC}}{e_{AB}}$$

e quindi il rendimento exergetico e maggiore del rendimento isoentropico. $\eta_{AC} > \eta_{AB}$.

s
p1
1 p2
2 2'
h 2"
A
C DB
retta Ambiente

Figura 41:Costruzione di Bosniakovic per il rendimento exergetico

5.5 RENDIMENTO EXERGETICO DI COMPRESSIONE

Analogamente a quanto abbiamo fatto per l'espansione possiamo definire il rendimento exergetico di compressione dato dal rapporto:

$$\eta = \frac{e_{2'1}}{e_{21}}$$

—
— e_{ex}
Exergia Ottenuta e e
Exergia Spesa h h

$$\eta = \frac{e_{2'1}}{e_{21}} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1} = 1$$

s
p1
p2
1 2
2'
h
2"
A
C D
B
retta Ambiente
e-e1
h2-h1

Figura 42: Costruzione di Bosniakovic per il rendimento exergetico di compressione

In Figura 42 si ha la rappresentazione sul piano di Mollier dell'espansione reale e della costruzione di Bosniakovic ad essa relativa. Con il simbolismo di figura si ha:

$$\eta = \frac{e_{AC}}{e_{AB}} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1} = 1$$

$$\eta = \frac{e_{AC}}{e_{AB}} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1} = 1$$

–

Utilizzeremo i concetti sopra esposti parlando dei cicli termodinamici reali.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

88

5.6 IL FATTORE DI QUALITA, FQ

Per caratterizzare una fonte di energia si utilizza il fattore di qualita, FQ, che misura la parte di

exergia contenuta nella quantita totale di energia. Per l'energia elettrica e meccanica FQ=1 mentre per

l'energia termica vale il fattore di Carnot (1-T₀/T) che esprime il grado di conversione ideale di una

sorgente di calore in lavoro utile (cioe la sua exergia).

In Figura 43 si ha l'andamento del Fattore di Carnot in funzione della temperatura della sorgente

calda rispetto ad un ambiente a 300 K. Si comprende bene, dall'osservazione di questa figura, come FQ

tenda a zero quando ci si avvicina all'ambiente (dead state) mentre cresce molto quanto piu alta e la

temperatura della sorgente.

Nota il fattore di qualita FQ si puo calcolare l'exergia ottenibile dalla semplice relazione:

$$e = FQ \times h \quad (147)$$

ove con h si e indicata l'entalpia specifica (kJ/kg) della fonte considerata.

0 500 1000 1500 2000

0 0.2

0.4

0.6

0.8

1

FQ(T)

T

Figura 43: Andamento del Fattore di Carnot

5.7 ESPRESSIONI DEI RENDIMENTI ENERGETICI ED EXERGETICI

Se consideriamo una macchina che produrre una potenza elettrica E ed una termica Q utilizzando

una fonte di energia primaria C=m(p.c.i.), con m quantita di combustibile avente potere calorifico

inferiore p.c.i., si definisce rendimento energetico della cogenerazione:

η_{ET}

$$\eta_{ET} = \frac{E + Q}{m \cdot p.c.i.}$$

$$\eta_{ET} = \eta_E + \eta_T \quad (148)$$

$$\eta_{ET} = \eta_E + \eta_T$$

$$\eta_{ET} = \eta_E + \eta_T$$

ove η_E ed η_T sono i rendimenti elettrici e termici ciascuno riferito alla stessa quantita di energia

primaria C.

L'exergia del combustibile e definita come il lavoro massimo ottenibile in un sistema termodinamico aperto

in regime permanente con possibilita di scambio termico solo con l'ambiente esterno, sede di una reazione di ossidazione

completa (mediante operazioni reversibili) dell'unita di massa del combustibile con aria comburente, i reagenti entrando nel

sistema a temperatura e pressione ambiente ed i prodotti della combustione uscendo dal sistema ancora a temperatura e

pressione ambiente, ed in equilibrio chimico con l'ambiente esterno.
 Ai fini pratici l'exergia del combustibile e quasi coincidente con il suo p.c.i.
 Nella seguente tabella si ha il rapporto e/pci di alcuni combustibili.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

89

- Combustibile e/pci
- Monossido di Carbonio, CO 0,97
- Idrogeno, H₂ 0.985
- Metano, CH₄ 1.035
- Etano, C₂H₆ 1.046
- Etilene, C₂H₄ 1.028
- Acetilene, C₂H₂ 1.007
- Gas Naturale 1.04
- Coke 1.05
- Carbone 1.06
- Torba 1.16
- Oli combustibili 1.04

Tabella 13: Rapporto exergia-potere calorifico inferiore per alcuni combustibili
 L'exergia totale di una massa m di combustibile puo, in prima approssimazione, essere posta pari :

$$e_{\text{combustibile}} = m_{\text{combustibile}} \times pci \quad (149)$$

Il rendimento exergetico puo essere posto nella forma:

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}} = \eta \quad (150)$$

ove si e posto, come gia osservato, FQ(E)=1. Si osservi che in questa espressione si suppone che l'exergia del vapore o dell'acqua calda sia riferita a quella ambiente (che e nulla).

Se ci si riferisce ad un circuito chiuso con acqua di ritorno a temperatura diversa da quella ambiente allora occorre valutare correttamente l'exergia del flusso di calore come differenza fra il flusso entrante e quello uscente dal sistema e cioe:

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}} = \frac{m_{\text{H}_2\text{O}} (h_{\text{usc}} - h_{\text{entr}})}{m_{\text{combustibile}} pci} \quad (151)$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}}$$

$$\eta = \frac{E_{\text{exergetico}}}{E_{\text{combustibile}}} = \eta \quad (151)$$

Si vedra nel prosieguo una applicazione di quanto sopra detto con lo studio del Diagramma di

Sunkey per le centrali a vapore.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

90

6 I FLUIDI REALI

Il fluido ideale studiato nei paragrafi precedenti fornisce uno strumento di analisi termodinamica

facile perché consente di scrivere come equazioni le relazioni matematiche sin qui viste. Nella realtà i fluidi reali si comportano diversamente dai fluidi ideali per effetto dell'attrito interno. Gli atomi (o le molecole) hanno dimensioni piccole ma finite e non più nulle come si ipotizza per il fluido ideale. Per sapere di quanto i fluidi reali si discostano da quelli ideali si possono esaminare le curve di Amagat realizzate a metà dell'ottocento e che sono state alla base di tutti gli sviluppi della Termodinamica.

Se si esaminano le isoterme per un fluido reale si osserva che esse hanno un andamento regolare al diminuire della temperatura fino a quando viene raggiunto un valore, detta temperatura critica, per il quale l'isoterma presenta un flesso a tangente verticale. I valori delle grandezze di stato in corrispondenza del flesso sono detti critici e quindi si ha una pressione critica ed un volume critico per ciascun gas reale. Il rapporto fra i valori di p, v, T e i corrispondenti P_c, v_c, T_c sono detti valori ridotti e sono utilizzati per tracciare le curve di Amagat in modo indipendente dal fluido, come rappresentato in Figura 44.

Figura 44: Curve di Amagat per i gas reali

In ordinate si ha il fattore di comprimibilità del gas (z)

$z = \frac{pv}{RT}$

=) mentre in ascissa si ha la pressione ridotta.

Le curve sono parametrizzate in funzione della temperatura ridotta T/T_c . Si possono fare le seguenti osservazioni:

× Al tendere a zero della pressione ridotta ($p_r = p/p_c$) tutte le curve tendono ad 1 che è il valore del fattore di comprimibilità del gas ideale. Pertanto a bassa pressione i gas reali si comportano spesso in modo assai vicino ai gas ideali e quindi l'uso dell'equazione caratteristica $pv = RT$ può essere fatto con buona approssimazione;

× Si definisce isoterma di Boyle l'isoterma avente pendenza nulla per $p_r = 0$. Si può osservare dalla

Figura 44 che questa si ha per $T_r = 2.5$. Al di sopra di questa isoterma si hanno fattori di comprimibilità sempre maggiori di 1;

× Per $p_r > 1$ si hanno ancora fattori di comprimibilità maggiori di 1 mentre per valori inferiori si hanno valori di $z < 1$. Oltre $p_r = 12$ si hanno valori di z ordinati, cioè tanto meno discosti dal valore $z = 1$ quanto più è alta la temperatura ridotta. Pertanto per valori di $p_r > 12$ il comportamento di un gas reale si avvicina a quello dei gas ideali quanto maggiore è la loro temperatura ridotta

×Nella zona ove $z < 1$ il gas reale ha volume specifico minore di quello ideale e ciò a causa delle attrazioni molecolari o comunque delle azioni interne al gas;
×Nella zona ove $z > 1$ predominano le forze di repulsione e quindi il volume specifico dei gas reali è maggiore di quello dei gas ideali.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

91

Per descrivere il comportamento esterno (elasto-termometrico) di un gas reale si può pensare di utilizzare un'equazione caratteristica così come si è fatto per gas ideale. Fin dall'inizio degli studi termodinamici ci si è sforzati di trovare un'equazione che potesse descrivere il gas reale su tutto il campo della sua esistenza.

Nella realtà questo sforzo contrasta con il comportamento dei fluidi reali. Essi, infatti, cambiano di fase e nessuna equazione di stato ne prevede il comportamento. I gas al di sotto della temperatura critica possono essere condensati per semplice compressione, come si vedrà nel capitolo dedicato ai vapori, e in vicinanza dei punti di cambiamento di stato nessuna equazione con pretese di validità generale risulta valida. Si indicheranno nel prosieguo alcune equazioni di stato più frequentemente utilizzate. Si osservi, però, che nella pratica si utilizzano equazioni di validità più ridotta, dette equazioni a zone, e capaci di descrivere il comportamento reale dei fluidi con una precisione maggiore. I manuali specializzati riportano queste equazioni a zone o i diagrammi di stato dei vari fluidi che sostituiscono in tutto le equazioni di stato.

Equazione di Van der Waals

Le particelle elementari esercitano una forza di attrazione reciproca o verso le particelle dei contenitori. In conseguenza di esse (si trascurano in questa sede altre considerazioni fisiche, quali l'incremento dei gradi di libertà per oscillazioni sugli assi di collegamento per le molecole poliatomiche, per non complicare il quadro di riferimento) il volume disponibile per il fluido non è più quello del recipiente ma occorre detrarre il volume proprio delle particelle elementari (detto anche covolume). Del resto anche se il volume proprio di ciascuna molecola è piccolo il prodotto di una quantità piccola per un numero molto grande quale è il numero di Avogadro ($N = 6.03 \cdot 10^{26}$) fornisce valori non più trascurabili. Oltre al covolume occorre tenere presente che alla pressione del fluido va aggiunta anche la pressione interna derivante dall'attrazione molecolare fra le particelle. L'equazione di stato del gas ideale si modifica nella seguente, detta equazione di Van der Waals:

()²

a

$p v b \mathcal{RT}$

v

$\square\square + \square\square - =$

$\square \square$

[152]

La pressione interna ²

$a v \left($

detta anche pressione interna di Amagat, vedi §4.15) e proporzionale sia al numero di particelle attraenti che attratte e ciascuno di questi e proporzionale alla densità, ovvero

all'inverso del volume specifico. Il coefficiente a dipende dal gas reale considerato ed è riportato nei

manuali specializzati. Allo stesso modo il covolume b dipende dal tipo di gas.

La determinazione delle

costanti a e b oltre che di R (costante del gas e non più costante universale) viene solitamente effettuata

osservando che l'isoterma critica presenta un flesso a tangente orizzontale nel punto critico (vedi Figura

45) e pertanto in questo punto si debbono annullare sia la derivata prima che la derivata seconda: Le

condizioni matematiche sono quindi:

0_T

$T_{critica}$

$p v$

=

$\square \partial \square \square \square = \square \partial \square$

e ancora:

²

$2 0$

$T_{critica}$

$p v$

=

$\square\square \partial \square\square = \square \partial \square$

Sviluppando i calcoli si ottiene:

$27 \frac{2}{3}$

;

$64 \frac{8}{3}$

αc

$\alpha c r$

$\mathcal{RT} \mathcal{RT}$

a b

p p

= x =

Note le proprietà termodinamiche del fluido in corrispondenza del punto critico si possono così

determinare i valori delle costanti a e b. Si dimostra che è possibile anche scrivere una equazione

universale di Van der Waals nella forma:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

92

()²

3

3 1 8 $\mathbb{R}\mathbb{R}$

\mathbb{R}

$p v T$

v

$\square \square$

$\square + \square - =$

$\square \square$

ove con v_R, t_R, p_R si intendono i valori ridotti delle tre grandezze ossia i rapporti di p, v, T con i

rispettivi valori critici v_C, p_C, T_C .

La rappresentazione dell'equazione di Van der Waals e riportata in Figura 45 per un campo di

esistenza in vicinanza del punto critico.

Figura 45: Isotherme di Van der Waals

La generica isoterma al di sotto dell'isoterma critica presenta un andamento oscillante (tratto

efghk) che non ha riscontro con il comportamento reale dei fluidi. Essi, infatti, presentano lungo il

segmento ek un cambiamento di stato ebollizione da e verso k e

condensazione da k verso e). Il fluido di

Van der Waals, pertanto, non cambia di stato ma presenta solamente delle oscillazioni di pressione e

volume che non possono essere accettate termodinamicamente. Infatti, mentre possiamo ancora

riprodurre sperimentalmente i tratti metastabili ef (fluido sottoraffreddato) ed

hk (fluido sovrassaturo), il tratto fgh

non risulta in alcun modo possibile ed anzi si dimostra che non può esistere.

Quanto detto dimostra

l'impossibilità di considerare in modo affidabile la [152] come equazione di stato. Essa può essere

utilizzata in modo concreto solo per zone di esistenza lontane dal punto critico.

Pertanto l'equazione

[152] viene utilizzata solo nella zona di esistenza dei gas e non dei liquidi o dei vapori. Esistono altre

equazioni per i fluidi reali. Vale la pena osservare che l'utilizzo della [152] per il calcolo delle grandezze

di scambio (lavoro e calore) nelle trasformazioni reali porta ad avere

complicazioni solo di tipo

matematico. Il lavoro termodinamico, ad esempio, è sempre dato da

²¹

$\mathcal{L} = \int p dv$ ma adesso esplicitare

$p(v)$ con l'equazione di Van der Waals per la trasformazione termodinamica desiderata e più complesso.

Equazione di Beattie - Bridgeman

Più recentemente (1928) è stata proposta da Beattie - Bridgeman una

equazione per i fluidi reali con

ben cinque costanti sperimentali:

$\left(\right)_{232}$

*1

$\mathcal{R} T_c A$

$p v B$

$v v T v$

$$p/p_c = (T/T_c)^{\alpha} - \dots$$

[153]

con R^* costante universale dei gas ($R^*=8.314 \text{ kPa}/(\text{kmol}\cdot\text{K})$). I valori di queste costanti

sperimentali sono riportate nei manuali specializzati. L'equazione [153] puo essere utilizzata per fluidi

reali non vicini al valore critico e quindi con densita inferiore all'80% di quella corrispondente al punto

critico.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

93

Equazione di Benedict - Webb - Rubin

Nel 1940 e stata proposta una nuova equazione con ben otto costanti sperimentali detta

equazione di Benedict - Webb - Rubin:

$$p/p_c = \dots$$

* 1 *

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

Quest'equazione puo validamente essere utilizzata per fluidi reali con densita fino a 2.5 volte

quella del punto critico ($\rho_c=1/v_c$).

I valori delle costanti sono riportati in letteratura nei manuali specializzati.

Equazione del Viriale

L'equazione del viriale e la seguente:

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots [154]$$

ove i coefficienti $a(T)$, $b(T)$, $c(T)$,

Sono funzioni della sola temperatura e sono detti coefficienti del viriale. Essi sono determinati

sperimentalmente o mediante calcoli teorici basati sulla meccanica statistica.

Al tendere a zero della

pressione i coefficienti del viriale si annullano e la [154] si riduce all'equazione di stato dei gas ideali. La

precisione della [154] dipende dal numero di coefficienti determinati.

Equazione di Dietirici

L'equazione e nella forma:

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

$$p/p_c = \dots$$

- =

-C

on a e b variabili per i fluidi. In forma ridotta questa equazione diviene:

$\frac{1}{2}$

$\frac{1}{R}$

$\frac{p_1 - p_2}{R T}$

$\frac{p_1 - p_2}{R T}$

$p_1 - p_2$

$v_1 - v_2$

= -C

on:

$\frac{38}{R_c}$

$\frac{R T}{v}$

$\frac{R T}{v}$

p

=

6.1 ESPERIENZA DI JOULE - THOMPSON

Si consideri il caso di due serbatoi contenenti un fluido (gas o liquido) e mantenuti a due

pressioni diverse, p_1 e p_2 , come indicato in Figura 46.

I serbatoi e il condotto che li unisce siano coibentati in modo tale da non fare scambiare con

l'esterno né lavoro né calore.

Si supponga che la sezione del condotto sia costante (e quindi anche la velocità del fluido si

mantiene costante, essendo $m' = \rho w S$ ove ρ è la densità del fluido, w la velocità e S la sezione di

passaggio) e che anche la quota del condotto sia costante ($z_2 = z_1$). Per effetto della differenza di

pressione fra i due serbatoi il fluido passa verso il serbatoio a pressione inferiore.

Supponendo che il sistema non scambi calore o lavoro con l'esterno, indicato il sistema

termodinamico e i punti di ingresso e di uscita, applicando l'equazione [7] si ha:

$$h_1 - h_2 = 0 \quad [155]$$

ovvero che l'entalpia iniziale e finale sono eguali. Si è supposto che le velocità e le quote siano

eguali prima e dopo il setto poroso. Questo risultato è di grande importanza tecnica in quanto consente

di calcolare le condizioni del punto 2 note che siano quelle del punto 1.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

94

Se al posto di un setto poroso si utilizza un condotto con una strozzatura (presenza di una

valvola semichiusa o un restringimento di sezione) si ha un fenomeno noto con il nome di

laminazione che viene molto utilizzato nell'impiantistica tecnica, negli impianti frigoriferi, ... Lo studio

dell'effetto Joule-Thompson è più complesso di quanto sopra esposto.

Se si effettuano una serie di espansioni (passaggi da pressione maggiore a pressione minore)

partendo con gas ad una data temperatura⁵⁷ si ha l'andamento di una curva punteggiata⁵⁸, come rappresentato in Figura 47.

T1 T2

p1 p2

1 2

Serbatoio 1 Serbatoio 2

Fluido Fluido

Sistema Termodinamico

Setto Poroso

Figura 46: Esperienza di Joule - Thompson

Ripetendo lo stesso esperimento per varie entalpie iniziali (e quindi per varie temperature iniziali)

si ha una famiglia di punteggiate che in figura sono state raccordate con linee per meglio coglierne la tendenza.

Tp

h1

h2

h3

h4

Isoent alpica

μ $\mu < 0$

Figura 47: Andamento delle curve isoentalpiche

Congiungendo i valori di massimo di ogni curva si ha una linea trasversale che divide il piano in

due zone: nella prima, a sinistra, un decremento di pressione comporta un decremento di temperatura e quindi il rapporto \mathcal{T}

$\mu = \Delta \Delta p$ e positivo (differenze di eguale segno), nella seconda, a destra della curva, ad un decremento di pressione corrisponde un incremento di temperatura e pertanto

\mathcal{T}

$\mu = \Delta \Delta p$ risulta < 0 (differenze di segno discorde).

⁵⁷ Se c_p e costante e si assume il comportamento del gas prossimo a quello ideale allora l'isoterma ha lo stesso andamento dell'isoentalpica.

⁵⁸ Si tratta di trasformazioni irreversibili per definizione e quindi non rappresentabili con linee continue che, invece, indicano trasformazioni reversibili.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

95

Poiche ogni differenza e calcolata su una curva isoentalpica, si definisce

Coefficiente di Joule-

Thompson il rapporto:

\mathcal{T}

\mathcal{T}_p

$\mu =$

$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h$

[156]

E pertanto tale coefficiente puo assumere valori positivi (a sinistra della curva), nulli (in

corrispondenza della curva) e negativi (a destra della curva). La curva di separazione delle due zone e

detta curva limite. Un gas reale, quindi, puo avere comportamenti diversi a seconda della zona in cui

l'espansione avviene. L'essere $\mu=0$ porta ad avere $\Delta T=0$ e quindi ad apparire esternamente (ma non lo è nella realtà) un gas ideale.

Utilizzando la [116] si dimostra che il coefficiente di Joule-Thompson è dato dalla seguente relazione⁵⁹:

$$\mu = \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) \frac{1}{T} \quad [157]$$

avendo indicato con:

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

il coefficiente di dilatazione cubica (o anche isobaro) ed è caratteristico di ogni corpo. I gas ideali hanno

$\beta = \frac{1}{T}$ e quindi $\mu=0$. I gas reali hanno α che può assumere valori maggiori o minori di $\frac{1}{T}$

però possono avere coefficiente μ positivo o negativo. I liquidi hanno β molto piccolo e in ogni caso inferiore a quello dei gas: ne consegue che i liquidi hanno sempre $\mu < 0$ e pertanto una espansione (laminazione nella pratica) isoentalpica porta ad avere un riscaldamento. Questo fenomeno viene molto utilizzato nelle applicazioni tecniche, ad esempio nell'industria frigorifera, nell'impiantistica, ...

Con riferimento al gas di Van der Waals [152] si può calcolare il coefficiente di Joule-Thompson applicando la [157]. Infatti esplicitando il volume specifico dalla [152] si ottiene:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{RT}{p} + \frac{a}{p^2}$$

– si ottiene:

$$\mu = \frac{a}{p^2 T^2}$$

$$\frac{RT}{p} \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

Poiché è lecito porre:

$$\frac{dh}{T} = \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

Si è dimostrato che vale la relazione $\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$

$$dh = T dp - p dv$$

Ponendo $dh=0$, per avere $h=\text{cost}$, e

risolvendo per $\mu = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T$

$$\mu = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$$

si ha la relazione cercata.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

96

si deduce che:

22

$$\frac{RT}{p} \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$= - +$$

$$p \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$= - +$$

Possiamo ancora porre, con buona approssimazione, $p_2 v_2 = R_2 T_2$ e quindi si ottiene:

$$\frac{RT}{p} \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$= - +$$

$$p \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$= - +$$

Applicando la [157] si ha:

2p

$$v \frac{dv}{v} = \frac{R}{T} dT$$

$$T \frac{dT}{T} = \frac{R}{v} dv$$

$$\int \frac{dT}{T} = \int \frac{R}{v} dv \Rightarrow \ln T = \frac{R}{v} v + \text{cost}$$

e quindi:

$$\ln T = \frac{R}{v} v + \text{cost}$$

p

$$a \ln b = c$$

$$\frac{RT}{p} \frac{dp}{p} + \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$\mu \frac{dp}{p} = \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

$$\mu \frac{dp}{p} = \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{v} dv$$

Il valore di μ è diverso da zero per i gas reali. Ad esempio per l'ossigeno è pari a $2.97 \cdot 10^{-6}$ per

$$T=300 \text{ K.}$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

97

7 I VAPORI SATURI

Fra i fluidi reali assumono particolare importanza i vapori saturi cioè vapori in

presenza del proprio liquido. Il loro studio ebbe inizio con Andrews. Partendo da una miscela di gas (ad esempio di acqua) e comprimendo isotericamente si ha l'andamento indicato nella seguente Figura 48. Il piano qui rappresentato porta in ascissa il volume totale, V (e non il volume specifico v), e al di sotto dell'asse V vi è la rappresentazione di un cilindro con un pistone che comprime inizialmente un gas. L'ascissa è pertanto proporzionale, a scala S sezione del cilindro, allo spostamento del pistone. Procediamo da destra verso sinistra comprimendo il gas alla temperatura T_0 : la curva della pressione è segnata in figura con un tratto di isoterma fino al punto B nel quale si ha, sulla superficie interna del pistone, la formazione di piccolissime goccioline.

Liquido
 Gas
 Vapore Saturo
 A B
 Condensazione Vaporizzazione
 Zona del Liquido
 C Punto Critico
 V_p
 T_1
 T_2
 T_3
 T_c
 T_l
 isoterma Critica
 Gas
 Vapori
 Zona dei Vapori Saturi
 Surriscaldati
 Volume Totale
 Vapore
 Surriscaldato
 Incondensabili

Figura 48: Vapori saturi nel piano ($p-v$)

In B si ha l'inizio di un cambiamento di stato: da aeriforme (vapore surriscaldato) a liquido. A questo punto si ha una varianza pari ad 1, come si desume dalla legge

$$F + V = C + 2$$

Fasi Varianza Componenti

$$F + V = C + 2 \quad [158]$$

ove si ha:

×F Numero delle fasi pari a 2 (vapore e liquido);

×C Componenti pari ad 1 (ad esempio solo acqua).

Ne segue che $V = C - F + 2 = 1 - 2 + 2 = 1$: il sistema risulta monovariante.

Pertanto se varia V non

può variare nessun altro parametro e quindi temperatura e pressione debbono mantenersi costanti,

come visualizzato in Figura 48.

A partire da B fino ad arrivare in A si ha una continua formazione di liquido oltre ad avere la

presenza del vapore. In A non si ha più vapore e nel cilindro si ha solo liquido: è stata completata

l'operazione di condensazione. Se comprimiamo ancora a sinistra di A allora la curva si impenna rapidamente poiché il liquido risulta pressoché incompressibile (vedi ad esempio l'acqua utilizzata, per questa sua caratteristica, nelle macchine idrauliche).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

98

Se fossimo partiti con liquido all'interno del cilindro e lo avessimo espanso isotermicamente avremmo avuto la stessa curva (spezzata) percorsa in senso contrario e il passaggio di stato da A a B viene detto vaporizzazione.

Se uniamo i punti di inizio condensazione (a destra) e quelli di fine condensazione (a sinistra) si ha una curva a forma di campana svasata che prende il nome di curva di saturazione di Andrews. Nel piano di Figura 48 si hanno quattro zone distinte:

× Zona del liquido: compresa fra l'isoterma critica⁶⁰ e la parte a sinistra della curva di Andrews;

× Zona dei vapori surriscaldati: a destra della curva di Andrews e al di sotto dell'isoterma critica;

× Zona dei gas: al di sopra dell'isoterma critica;

× Zona del vapore saturo: all'interno della curva di Andrews.

7.1.1 EQUAZIONI DI MAXWELL APPLICATE AI CAMBIAMENTI DI STATO

Le equazioni di Maxwell hanno applicazione importante anche nei passaggi di stato con verifiche sperimentali notevoli di tutto l'impalcato teorico della Termodinamica.

Se, infatti, ricordiamo l'equazione:

v

p

T

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$$

[159]

detta anche equazione di Clapeyron, in corrispondenza di un passaggio di stato diviene:

v

p

T

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{l}{T \Delta v}$$

ove l è il calore latente necessario al passaggio di stato e Δv è la variazione di volume

corrispondente. La precedente equazione può essere scritta nella forma:

v

p

T

v

T

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \Delta v \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

[160]

Questa equazione lega il calore latente alla derivata $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$

p

$T \partial \partial$

Si conclude che se l

e
positivo e

Δ
v

e positivo allora anche la derivata $\left(\right)_v$

p
 $T \partial \partial$

e
positiva e

quindi al crescere della pressione cresce la temperatura corrispondente al passaggio di stato. Se l e positivo ma Δv e negativo allora la derivata

$\left(\right)_v$

p
 $T \partial \partial$

e
negativa e

i
due differenziali sono discordi. Ebbene queste osservazioni sono sempre state confermate dalla sperimentazione.

Il secondo caso e tipico del passaggio di stato ghiaccio-acqua che comporta una riduzione di

volume: al crescere della pressione decresce la temperatura di passaggio di stato. Questo fatto ha

implicazioni notevoli per la vita biologica nel mare poiche rende possibile la vita in fondo al mare dove

si hanno elevate pressioni e quindi temperature di formazione del ghiaccio inferiori. Ancora

dall'equazione [159] si puo derivare un'altra equazione che conferma le osservazioni sperimentali.

Infatti, nel caso di vaporizzazione (cioe passaggio dalla fase liquida a quella di vapore) si puo scrivere,

osservando che $\Delta v \approx v$ del vapore⁶¹:

^{2v}

$p r r p$
 $T T v R T$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \cong \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v$$

⁶⁰ E' l'isoterma che risulta tangente al punto C nel quale gli stati liquido e gassoso appaiono indifferenziati. In C si ha un flesso dell'isoterma critica.

⁶¹ Si ricordi che il volume specifico del liquido, a meno che non ci si trovi in vicinanza del punto critico, e sempre

ove con r si è indicato il calore latente di vaporizzazione, secondo il simbolismo corrente. Questa equazione differenziale a variabili separabili porta ad avere:

\ln

\mathcal{A}

$p^{\mathcal{B}}$

$\mathcal{T} =$

+ [161]

detta ancora equazione di Clapeyron e che lega la pressione di saturazione alla temperatura. In

letteratura si hanno numerose relazioni di questo tipo o anche, in forma equivalente:

$p = e^{f(T)}$ [162]

e queste confermano la bontà delle equazioni di Maxwell dalla quali sono state derivate. Per il

vapore d'acqua per pressioni variabili fra 0.25 e 20 bar si ha la seguente legge empirica che lega la

pressione alla temperatura di saturazione:

4

100

t

p

$\square \square = \square \square$

$\square \square$

[163]

con t in °C e p in atmosfere tecniche (1 atm=98 kPa = \approx 1 bar). Per altri intervalli di pressione

occorre ricorrere a relazioni sperimentali più complesse della forma data dalla [161] o dalla [162].

Un'altra relazione utilizzata per il vapore d'acqua è la seguente:

16

$15 \ 1.786 \ v \ p^v =$

in unità del S.I. Questa relazione è valida fra 0.07 e 22 bar.

In condizioni di saturazione la varianza termodinamica del vapore è pari ad 1 e pertanto la

pressione di saturazione è funzione solamente della temperatura (legge di Clapeyron):

$p \ f \ t \ \text{si} \ \text{si} = ()$

Ad esempio si può utilizzare la relazione, suggerita dall'ASHRAE:

$p \ e \ \text{si}$

$t \ \text{si}$

$\text{si} =$

$- +$

$+$

LN MM

OQ PP

65 81

7066 27

27315

. 5 976 27315

..

$b \cdot g \cdot \ln b \cdot g$

7.1.2 CALORE LATENTE

Il passaggio di stato da liquido a vapore è detto di vaporizzazione mentre quello da vapore a liquido è detto di condensazione.

Durante il passaggio di stato la varianza si riduce ad 1, come prima osservato, e quindi varia solo

il volume specifico ma non la temperatura e la pressione. Durante il passaggio di stato il volume specifico varia da v_l (per il liquido) a v_v (per il vapore) e pertanto il calore fornito è pari a:

$$r = Q = \int_{v_l}^{v_v} du + \int p dv$$

ove si è indicato con r il calore latente di vaporizzazione (positivo perché fornito al fluido mentre il calore latente di condensazione è negativo, seppur di pari valore, poiché viene ceduto dal fluido). In definitiva si ha:

{ ()

Energia interna
Lavoro esterno

$$r = \Delta u + p v - v$$

14243

Quindi il calore latente di vaporizzazione è il lavoro necessario per vincere i legami interni fra le molecole (energia interna) e per compensare il lavoro esterno di espansione da v_l a v_v . Il valore di r varia a seconda del fluido considerato.

Per l'acqua si ha:

$$r = 2539.2 - 2.909 t$$

nel S.I. (in kJ/kg) e :

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

100

$$r = 606.5 - 0.695 t$$

nel S.T. (in kcal/kg).

7.1.3 CALORE TOTALE DI VAPORIZZAZIONE E SURRISCALDAMENTO

Nel caso in cui il fluido venga prima vaporizzato completamente e poi surriscaldato ad una temperatura t allora il calore totale vale:

$$q = r + \int_{p^l}^{p^t} c dt$$

Per l'acqua si ha la relazione di Regnault:

$$r = 2539.2 + 1.276 t$$

in kJ/kg nel S.I. mentre nel S.T. , in kcal/kg, diviene:

$$r = 606.5 + 0.305 t$$

7.1.4 TITOLO DEL VAPORE

Si definisce titolo di vapore il rapporto fra la massa del vapore e la massa totale (liquido più vapore)

presente nella miscela: in definitiva si ha:

A B
Cp

T1
v
Xvl
vx
vv

Figura 49: Calcolo del titolo del vapore

vapore
liquido vapore

$m\chi$

$m m$

=+

[164]

esso varia da 0 (tutto liquido) a 1 (tutto vapore) e pertanto i due rami della curva di Andrews sono detti curva del liquido saturo secco quella a sinistra del punto critico e curva del vapore saturo secco quella a destra del punto critico. Con riferimento alla Figura 49 si desidera calcolare il volume specifico di una miscela di vapore saturo avente titolo x .

Per la stessa definizione [164] si ha che il volume complessivo e la somma di due volumi

(supposti immiscibili i due componenti liquido e vapore): quello del liquido in quantita $(1-x)$ e quello del vapore in quantita x . Risulta, quindi:

$$(1) \quad x v_l v = x v + - x v$$

da cui si calcola:

$$() \quad x v_l v = v + x v - v [165]$$

e quindi:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

101

x^l
 v^l

$v v \mathcal{A}\mathcal{X}$

$x v$

v

$\mathcal{A}\mathcal{B}$

= - =

- [166]

La [166] prende il nome di regola della leva per l'analogia con i momenti di una leva. E' allora

possibile calcolare il titolo per ogni condizione e tracciare le curve isotitolo, come indicato in Figura 50.

Tutte le curve partono dal punto critico C. Si osserva che in alcuni testi (specialmente quelli

anglosassoni) il titolo e espresso in percentuale e pertanto varia da 0% al 100%.

La rappresentazione fatta della curva di Andrews nel piano (pv) e poco utilizzata perche non

pratica. Infatti e facile osservare che il volume specifico del liquido, v_l , e molto piccolo rispetto a quello del vapore, v_v .

Per l'acqua a temperatura di 30 °C, ad esempio, si ha $v_l=0,001$ m3/kg e $v_v=60$ m3/kg. Se si

desiderasse rappresentare alla stessa scala il volume specifico dell'acqua e quello del vapore

occorrerebbe avere un foglio di circa un chilometro di larghezza.
 Più conveniente risulta la rappresentazione della curva di Andrews e delle curve isotitolo nel piano entropico (Ts), come indicato in Figura 51. Adesso si ha una forma a campana con dimensioni reali compatti e tali da consentirne la rappresentazione in un foglio.

AB
 Cp
 T1
 x=0 0.2 0.4 0.6 0.8
 x=1
 v

Figura 50: Curve isotitolo nel piano (pv)

Sullo stesso piano (Ts), considerata la corrispondenza biunivoca di ogni punto con il piano (pv), è possibile calcolare l'entropia di una miscela avente titolo x. Parafrasando quanto già detto per il piano (pv) si ha:

$$s = x s^l + (1-x) s^g$$

da cui:

$$s = x s^l + (1-x) s^g$$

= - =

- [167]

Vale, quindi, ancora la regola della leva applicata alle entropie. Con questo criterio si calcolano e si tracciano le curve isotitolo nel piano (Ts). In Figura 51 si ha anche la rappresentazione di una generica isobara nel piano di Gibbs: essa ha andamento esponenziale nella zona dei vapori surriscaldati (a destra della curva di Andrews), andamento esponenziale a sinistra (zona del liquido) e si mantiene orizzontale (per l'invarianza di pressione e temperatura) all'interno della campana di Andrews.

Si osserva ancora che l'andamento dell'isobara nella zona del liquido è stata esaltata per motivi didattici. In realtà essa si mantiene vicinissima alla curva x=0 detta curva del liquido.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

102

CTs
 x=0
 0.2 0.4 0.5 0.6 0.8
 x=1
 ABi
 Isobara
 T, p costanti
 Isobara
 Vapore saturo secco
 Liquido saturo secco
 X
 s s s
 l X v

Figura 51: Curva di Andrews nel piano (Ts)

Spesso questo tratto di isobara non è rappresentato nel piano di Gibbs. I vapori

saturi rivestono

grande importanza nelle applicazioni tecnico-impianistiche perche consentono di avere trasformazioni

isoterme (e al tempo stesso isobare) negli scambi di calore con l'esterno. In nessun altro caso si puo

riscaldare o raffreddare un fluido reale di lavoro senza variarne la temperatura e quindi senza introdurre

irreversibilita esterne. Si vedranno nel successivo capitolo alcune applicazioni alle macchine termiche a

vapore a ciclo diretto e a ciclo inverso e si avra modo di evidenziare quanto sopra detto.

7.1.5 ESPRESSIONE DI δQ PER UN VAPORE SATURO

Con riferimento alla Figura 52 si desidera esprimere δQ per un vapore saturo.

Supponiamo di

voler portare il vapore saturo dalle condizione del punto A a quelle del punto C.

Il calore fornito lungo

una trasformazione termodinamica e di solito funzione della stessa

trasformazione. Nel campo dei

vapori saturi, anche tenendo conto della monovarianza del fluido, si puo

considerare che la quantita di

calore fornita, almeno in forma differenziale, non dipenda dal cammino seguito.

Pertanto possiamo

pensare di seguire il percorso da A a B e da B a C e quindi si puo scrivere:

$$\delta Q = r d\chi + c_v dT \quad [168]$$

AB

C

D E

F G

v

p

Figura 52: Espressione di δQ per un vapore saturo

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

103

Avendo indicato con c_x il calore specifico del vapore saturo lungo la curva isotitolo che da A va a

B. Analogamente a quanto visto per il volume specifico della miscela liquido e vapore, anche qui si puo

scrivere:

$$(1) \quad c_{xv} dT = -c_x dT + c dT$$

ovvero si puo pensare che il calore specifico del vapore saturo sia:

$$(2) \quad c_{xv} = c + c - c_x$$

Ne segue che l'espressione differenziale di δQ diviene:

$$(3) \quad \delta Q = r d\chi + [c + c - c_x] dT$$

Ricordando che il calore specifico lungo una trasformazione e pari a:

c

c

dT

$$c \delta Q = [c + c - c_x] dT$$

c

per una trasformazione di vaporizzazione (ad esempio da A a B) si puo scrivere:

AB

r

c

$T =$

Con questa approssimazione l'espressione di δQ diviene:

$$c_p dT - r dx$$

$$= T ds$$

$$ds =$$

dalla quale si deriva anche l'espressione dell'entropia:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - r dx$$

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - r dx$$

$$ds =$$

7.1.6 CURVA DI INVERSIONE

Se si considera una trasformazione di compressione all'interno della zona dei vapori saturi, come

indicato in Figura 53, a seconda della posizione del punto di partenza si può avere un aumento del

titolo finale (trasformazione PQ) o diminuzione (trasformazione RS).

Analiticamente possiamo scrivere

per il calore di una trasformazione interna alla zona dei vapori saturi che vale l'equazione [168].

D E

F G

Curva di Inversione

P

QRS

Ts

Figura 53: Curva di inversione dei vapori saturi

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

104

Per una trasformazione adiabatica e $\delta Q=0$ e quindi si ha:

$$c_p dT - r dx = 0$$

ovvero:

$$c_p dT = r dx$$

da cui deriva:

$$\frac{dx}{dT} = \frac{c_p}{r}$$

—

Ne segue che per una trasformazione adiabatica di compressione, e quindi con $dT > 0$, si hanno i

seguenti casi:

Se è $dx < 0$

Se è $dx > 0$

c_p

c_p allora

c_p allora

$> c_p$

come anche graficamente illustrato. Per $c_p = 0$ allora $dx = 0$ e quindi non si ha variazione del titolo

di vapore. La curva di inversione e il luogo dei punti per i quali si ha $dx = 0$ per una trasformazione di

compressione adiabatica. La generica equazione dell'adiabatica ($p v^k = \text{cost}$) per

il vapore acqueo ha
 esponente dato dalla relazione:

$$1.036 \cdot 0.1 \cdot k = + x$$

ove x_A è il titolo del punto iniziale. Questa relazione vale fino a 12 bar.

7.2 CURVA DI ANDREWS NEL PIANO DI MOLLIER

Nel piano di Mollier, per le già citate corrispondenze con i punti del piano di Gibbs, si hanno le curve indicate in Figura 54. Le isobare e le isoterme coincidono (non i valore, ovviamente) all'interno della curva di Andrews.

s

h x=0

x=1

0.2

0.4

0.5

0.6

0.8

T,p costanti

Isobara

Isocora

CI

soterma

Figura 54: Piano di Mollier

All'esterno della curva $x=1$ queste curve si differenziano. Quella a $p=\text{cost}$ diverge verso l'alto

mentre la $T=\text{cost}$ piega verso destra e tende asintoticamente a divenire orizzontale. Si possono fare le

seguenti osservazioni.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

105

×Nel campo dei vapori saturi, per le isoterme-bariche, si ha, nel piano (h,s):

p, T

$$dh = r dx$$

$$T ds = r dx$$

$$dx$$

$$T =$$

$$=$$

e pertanto queste linee sono rette aventi coefficiente angolare pari alla temperatura T e quindi di

valore crescente al crescere di quest'ultima.

×Poiché lungo la linea inferiore si ha:

i

c_{li}

l

$$dh = c_{li} dT$$

$$T ds = c_{li} dT$$

$$dT$$

$$T =$$

$$=$$

nei limiti in cui si può considerare valida la relazione:

$$dh \cong c_{li} dT$$

è lecito considerare le linee di vaporizzazione tangenti alla curva limite inferiore ($x=0$).

×Nel campo dei vapori surriscaldati, lungo una trasformazione a pressione costante si ha:

$$\frac{dh_c}{dT} = T ds_c$$

per cui le linee corrispondenti sul diagramma (h,s) sono continue anche sulla tangente (cosa che non si verifica nel diagramma (T,s) di Gibbs). Inoltre tali linee sono ancora esponenziali con concavità rivolta verso l'alto.

×Sempre nel caso di vapori surriscaldati, lungo una trasformazione a volume costante si ha:

$$\frac{dh_{dq}}{dT} = T ds_{dq}$$

ricordando l'equazione di Clausius - Clapeyron si ha, ancora:

$$\frac{dp_r}{dT} = \frac{v_d - v_l}{T v_l}$$

ove $v_d = v_v - v_l \approx v_v$. Ne segue che e:

$$\frac{dh_r}{dT} = T ds_c$$

Pertanto le isocore sono curve esponenziali con concavità verso l'alto e con pendenza pari a $T + r/c_v$ e quindi maggiore delle isobare (che hanno concavità pari a T).

×Sempre nella zona dei vapori surriscaldati si ha per le isoterme, ricordando che valgono le relazioni:

$$\frac{dh_c}{dT} = T ds_c + \left(\frac{\partial h_c}{\partial p} \right)_T - T \left(\frac{\partial s_c}{\partial p} \right)_T$$

e ancora:

$$\left(\frac{\partial s_c}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial v_c}{\partial T} \right)_p$$

allora il coefficiente angolare è dato da:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{c_p}{T}$$

$$\frac{ds}{dv} = \frac{c_p}{T} - \frac{p}{T^2}$$

$$\frac{dh}{dT} - \frac{p}{T^2} = \frac{c_p}{T} - \frac{p}{T^2} = - \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{p}{T} \right)$$

Lontano dalla curva limite superiore ($x=1$) si ha un comportamento quasi ideale del vapore e pertanto il coefficiente angolare diviene:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{c_p}{T}$$

$$\frac{ds}{dv} = \frac{c_p}{T} - \frac{p}{T^2}$$

quindi la isoterma tende a divenire orizzontale. Sulla curva limite superiore, ove per $p=\text{cost}$ si ha anche $T=\text{cost}$, il coefficiente angolare diviene (essendo $(dT/dv)_p=0$):

$$\frac{dh}{dT} = \frac{c_p}{T}$$

e cioè lo stesso valore delle isobare.

Quindi le isoterme divergono, in modo continuo sulla $x=1$, con curvatura delle isoterme verso il basso e con asintoto orizzontale. La isoterma emerge dalla curva limite superiore con tangente positiva pari a T che, al crescere dell'entropia, tende a 0.

Si osservi che la curva di saturazione non sempre è della forma indicata nelle figure precedenti

potendosi avere rientranze (di solito per la curva limite superiore) di forma non regolare, come avviene per i fluidi frigoriferi pesanti.

8 MACCHINE TERMICHE

Vediamo brevemente, anche come applicazione immediata dei concetti appena visti sui vapori

saturi, alcuni fondamenti di macchine termiche che risultano importanti per il prosieguo. Le ipotesi di base

che qui sono considerate sono: trasformazioni reversibili, comportamento ideale dei fluidi. I cicli

così ottenuti si chiamano cicli ideali o cicli limiti.

I cicli reali sono sempre composti da trasformazioni irreversibili e per la [46] comportano perdite

per irreversibilità che debbono essere esplicitate di volta in volta.

Inoltre, sempre per la stessa [46], la loro rappresentazione grafica non può più essere fatta con

linee ideali e il calcolo delle aree non corrisponde più al calore scambiato o al

lavoro netto ottenuto poiché così facendo non si tiene conto delle irreversibilità.

I cicli studiati limitati nell'ambito del corso di Termodinamica Applicata sono di riferimento per i cicli reali (affrontati di solito nel corso di Macchine). Pertanto gli aspetti che qui si desidera evidenziare sono solo termodinamici e non impiantistici e costruttivi.

8.1 RENDIMENTI IDEALI E REALI

Prima di procedere nell'esame di alcuni cicli termodinamici è opportuno fare alcune definizioni.

Definiamo ${}_iL_+$ il lavoro ideale positivo compiuto in una trasformazione e, analogamente con ${}_iL_-$ il lavoro ideale negativo. Il lavoro netto è dato dalla somma algebrica:

$${}_nL = L_+ + L_-$$

Indichiamo con ${}_iQ_+$ il calore ricevuto da una sorgente esterna dalla macchina (calore positivo di ciclo)

e con ${}_iQ_-$ quello negativo di ciclo (cioè ceduto ad una sorgente esterna). Il rendimento termodinamico ideale

vale:

$$\eta = \frac{{}_iL}{{}_iQ_+}$$

+

=

[169]

Definiamo adesso le analoghe grandezze per trasformazioni reali per cui si ha che il lavoro positivo reale ${}_rL_+$ è dato da:

$${}_rL_+ = \eta_+ L_+$$

Il lavoro negativo reale vale:

$${}_rL_- = \eta_- L_-$$

- =

Il lavoro netto reale è dato dalla somma algebrica dei lavori reali positivi e negativi e pertanto:

$${}_rL = \eta_+ L_+ - \eta_- L_-$$

L

η_-

$$= \eta_+ L_+ - \eta_- L_- \quad [170]$$

ove, si osservi, non è necessario avere lo stesso rendimento adiabatico di trasformazione per il lavoro positivo e per il lavoro negativo.

Il rendimento termodinamico reale, a pari calore positivo fornito alla macchina, è dato dalla relazione:

62 Supporremo che le trasformazioni siano, nella quasi totalità dei casi, internamente reversibili e che quindi si possano applicare ad esse le considerazioni già viste per le trasformazioni ideali. In qualche caso si introdurranno le trasformazioni reali delle quali si terrà conto mediante i rendimenti isoentropici. I cicli formati da trasformazioni interamente reversibili sono detti cicli limite o anche cicli ideali. La loro importanza è fondamentale sia dal punto di vista concettuale che applicativo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

108

”
 \dot{u}
 $nrrr$
 tr
 iii
 $\mathcal{L}\mathcal{L}\mathcal{L}$
 \mathcal{L}
 $\mathcal{L}\mathcal{Q}\mathcal{Q}\mathcal{Q}$

η
 $\eta\eta$
 $-++$

-
 $+++$
 $+=$
 $=+= [171]$

8.1.1 RAPPORTO DEI LAVORI

Definiamo adesso rapporto dei lavori il rapporto fra il lavoro netto ideale ed il lavoro positivo ideale di ciclo:

n,iii
 ii
 $\mathcal{L}\mathcal{L}\mathcal{L}$
 $\mathcal{R}\mathcal{L}$
 $\mathcal{L}\mathcal{L}$
 $+-$
 $++$

$= = + [172]$

Possiamo ora calcolare il rapporto fra rendimento termodinamico reale e rendimento termodinamico ideale in funzione di RL:

()
 η
 $i1$
 \dot{u}
 r
 iii
 $\mathcal{L}\mathcal{L}$
 $\mathcal{R}\mathcal{L}$
 $\mathcal{L}\mathcal{L}\mathcal{R}\mathcal{L}$
 $\eta\eta\eta\eta\eta$
 η_{++}

-

+ + -

= =

+ [173]

Questo rapporto ci dice di quanto il ciclo reale si allontana da ciclo ideale e poiche questa divergenza e data dalle irreversibilita proprie dei cicli reali questo rapporto e anche indice della dipendenza del ciclo reale dalle irreversibilita stesse.

0 0.2 0.4 0.6 0.8 1
0.2
0.4
0.6
0.8
110

R(0.5,RL)

R(0.6,RL)

R(0.7,RL)

R(0.8,RL)

R(0.9,RL)

R(0.95,RL)

0.095 RL 1

Figura 55: Rapporto dei rendimenti in funzione del Rapporto Lavori

In Figura 55 si ha l'andamento del rapporto dei rendimenti in funzione del rapporto dei lavori,

RL, e del rendimento di trasformazione η . Si osservi come per RL elevato ($RL > 0.9$) il rapporto $\eta_{t,r}/\eta_{t,i}$

sia poco discosto dal valore dello stesso η . Per $\eta > 0.95$ si ha un rapporto > 0.95 e quindi poco sensibile alle irreversibilita.

Per contro, per RL bassi, ad esempio $RL = 0.5$, allora anche con $\eta = 0.95$ si ha un rapporto dei

rendimenti pari a 0.85 e quindi le irreversibilita hanno peso. Per $\eta = 0.8$, valore ricorrente nelle

trasformazioni reali, si ha che il rapporto vale 0.8 per $RL = 1$ mentre vale 0.4 per $RL = 0.5$.

Vedremo piu avanti che il ciclo a vapore (cicli Rankine e Hirn) ha $RL > 0.92$ mentre il ciclo a gas

(Joule-Bryton) ha RL variabile fra 0.4 e 0.6 e pertanto il primo ciclo e meno sensibile alle irreversibilita del secondo.

Cio significa che , in alcuni casi, puo essere preferibile un ciclo con minor rendimento

termodinamico ma con alto RL rispetto ad un altro con rendimento termodinamico piu elevato ma

basso RL.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

109

8.2 LA MACCHINA A VAPORE (CICLO RANKINE)

La macchina a vapore utilizza il vapore come fluido di lavoro poiche esso gode della caratteristica

di operare trasformazioni isoterme ed isobariche all'interno della curva di Andrews, come indicato in

Figura 56.

Si osservi, infatti, che per una generica isobara all'interno della curva si ha un andamento

orizzontale (coincidente con l'isoterma, anche se non di eguale valore, s'intende!). Questo è giustificato dalla

varianza ridotta ad 1 quando il vapore è saturo⁶³.

La caratteristica appena evidenziata risulta interessante per la realizzazione di un ciclo che si

avvicini al ciclo ideale di Carnot. Si osservi, infatti, la Figura 57: in essa si ha all'interno della curva di

Andrews un ciclo di Carnot a tratto intero. Non vi è dubbio che le trasformazioni BC di vaporizzazione e

DA di condensazione sono contemporaneamente isotermitiche ed isobare. Nella realtà si ha sempre un

perdita di pressione nel movimento del vapore saturo nelle tubazioni della caldaia ma si può per il

momento pensare che queste perdite siano piccole e trascurabili.

Le trasformazioni CD e AB sono isoentropiche ma non realizzabili nella realtà.

L'espansione CD

può essere politropica e quindi con una perdita di lavoro utile a causa della non isoentropicità. La

trasformazione AB rappresenta una compressione di un vapore saturo (in A) che viene compresso fino

al punto B in cui è liquido saturo secco.

Una tale trasformazione non è in alcun modo realizzabile nella pratica, neanche con produzione

di irreversibilità, a causa della grande variazione del volume specifico del fluido (grande quando c'è vapore e

piccolo quando c'è liquido!) e del pericolo di impuntamento del pistone di compressione. Pertanto la

trasformazione AB viene sostituita, per il momento con riferimento al ciclo ideale reversibile, con la

trasformazione di piena condensazione DA' e poi segue una compressione in fase liquida (mediante una

normale pompa) da A' alla pressione in caldaia, punto A''. Dal punto A'' occorre ora riscaldare l'acqua

fino al punto B di inizio vaporizzazione per poi proseguire con le fasi normali del ciclo di Carnot.

CTs $x=0$

0.2 0.4 0.5 0.6 0.8

$x=1$

AB isobara

T, p costanti

Isobara

Vapore saturo secco

Liquido saturo secco

Xs

s s

I X v

Figura 56: Curva di Andrews per il vapore d'acqua

Purtroppo la fase di riscaldamento A''B è esternamente irreversibile nel senso che in questa

trasformazione si fornisce calore alla macchina ma a temperatura variabile e pertanto si ha una

irreversibilità termodinamica che porta ad avere un ciclo ideale (cioè

internamente reversibile) ma con un rendimento inferiore rispetto al ciclo di Carnot. Il ciclo di Carnot così modificato e il ciclo Rankine che è il ciclo noto fin dalla fine del settecento come ciclo delle macchine a vapore.

⁶³ Si ricordi che un vapore si dice saturo quando è in presenza del proprio liquido.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

110

Le prime macchine a vapore furono costruite in Gran Bretagna per azionare i montacarichi nelle miniere del Galles. Esse avevano rendimenti bassissimi (2-4%) ma segnarono l'inizio della cosiddetta era industriale. Pian piano vennero perfezionate e divennero sempre più affidabili e potenti tanto da potere essere utilizzate anche per le locomotive a vapore e per i motori marini dei piroscafi.

Le macchine a vapore del secolo scorso (ma che sono utilizzate anche oggi in alcune applicazioni) utilizzavano quale organo motore il cassonetto con stantuffo. L'esempio tipico è quello delle locomotive a vapore o dei motori marini vecchio tipo. Oggi tali organi motori sono stati soppiantati quasi del tutto dalle turbine a vapore.

8.2.1 IL CICLO TERMODINAMICO IDEALE

Il ciclo di Rankine o delle macchine a vapore è rappresentato in Figura 59 nel piano (T,s). Il

calore viene ceduto in caldaia all'acqua che vaporizza (trasformazione ABC) e poi si invia il vapore in

una turbina dove viene fatto espandere (trasformazione CD).

In uscita dalla turbina il vapore viene condensato (cioè passa dallo stato di vapore a quello di liquido) nel

condensatore (trasformazione DA') e da questo mediante una pompa (non è rappresentata in figura la

corrispondente trasformazione perché troppo piccola alla scala considerata) viene rimandato in caldaia e si ripete il ciclo.

Il rendimento termodinamico dipende dalle quantità di calore cedute nella vaporizzazione in

caldaia e nella condensazione nel condensatore secondo la relazione

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$

$\eta = \frac{Q_{12}}{Q_{12} - Q_{34}}$ [174]

Ricordando che per trasformazioni isobare si può calcolare il calore scambiato mediante

differenza di entalpia così come per trasformazioni adiabatiche il lavoro è ancora dato dalla differenza

di entalpia, si può ancora scrivere:

$Q_{12} = m(h_2 - h_1)$

$Q_{34} = m(h_3 - h_4)$

$Q_{12} = m(h_2 - h_1)$

$Q_{34} = m(h_3 - h_4)$

$\eta = -$
- [175]

Questo ciclo è utilizzato in tutte le centrali termiche per ottenere potenze elevate. Esso è utilizzato nelle centrali termoelettriche (non nella versione di base ora vista ma con ulteriori miglioramenti impiantistici) e negli impianti industriali.

Il ciclo Rankine produce, negli impianti di grande potenza (oggi si hanno centrali da >1 GW),

inquinamento termico nel senso che il condensatore si scarica nell'ambiente enormi quantità di

calore a bassa temperatura che può, qualora non adeguatamente controllato, provocare mutazioni

nell'equilibrio ecologico dell'ambiente circostante. In genere si limitano a due o tre i surriscaldamenti

per problemi in caldaia.

In Figura 59 si ha la rappresentazione del ciclo Rankine normale sul piano entropico (T,s). Il tratto

AE corrisponde alla compressione operata dalla pompa: esso è solitamente così piccolo da non essere

rappresentato e pertanto il punto A coincide con E. Il tratto CE corrisponde all'espansione in turbina

ed è supposta isoentropica (ideale).

La trasformazione più vicina all'espansione reale è una politropica con indice $n=1,3 \div 1,4$. In ogni

caso sia la compressione della pompa che l'espansione in turbina sono ad entropia crescente.

In Figura 60 si ha il confronto (supponendo trasformazioni internamente reversibili!) fra il ciclo Rankine

ed il ciclo di Carnot. L'area tratteggiata indica la perdita ideale⁶⁴ rispetto al ciclo di Carnot a pari

temperature estreme. La stessa figura spiega anche perché è importante utilizzare i vapori saturi per le macchine termiche.

Si osserva, infatti, che la trasformazione BC è di vaporizzazione (da A verso B) e pertanto, per

quanto detto per i cambiamenti di stato, la temperatura è costante.

⁶⁴ Si ricordi che le trasformazioni reali sono sempre irreversibili e che le aree nel piano di Gibbs non sono pari ai

lavori reali poiché sono incluse anche le perdite per irreversibilità che il diagramma entropico non visualizza.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

111

Figura 57: Ciclo di Carnot con vapore saturo

Analogo discorso, anche se parziale, può essere fatto per la trasformazione DE di parziale

condensazione.

Quindi l'utilizzo di trasformazioni all'interno della curva di Andrews consente di avere scambi

termici a temperature costanti e quindi, almeno idealmente, di essere confrontabili con le analoghe

trasformazioni del ciclo di Carnot.

CALDAIA

TURBINA
CONDENSATORE
POMPA
LAVORO UTILE

Figura 58: Ciclo delle macchine a vapore di Rankine

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

112

s
T
AB
C
DE

Figura 59: Ciclo Rankine nel piano (Ts)

s
T
AB
CD

E Zona in difetto
rispetto al Carnot

Figura 60: Confronto fra il ciclo Rankine e il ciclo di Carnot

Si può ancora osservare dalla Figura 60 che la fase AB di preriscaldamento del liquido fino alle

condizioni di saturazione (corrispondenti al punto B) non avviene a temperatura costante e pertanto la

trasformazione, pur essendo internamente reversibile, è esternamente irreversibile con la conseguenza che il

rendimento del ciclo Rankine è ineluttabilmente inferiore a quello del ciclo di Carnot corrispondente.

Oggi si cerca di ovviare a queste conseguenze mediante la rigenerazione termica con la quale si riduce

al massimo la fase esternamente irreversibile di preriscaldamento. Il ciclo che ne deriva è più complesso di

quello sopra schematizzato, come si vedrà più avanti.

8.2.2 CONSUMO SPECIFICO DI VAPORE

Un parametro importante per l'impiantistica è il Consumo Specifico di Vapore definito come la portata

di vapore (fluido motore) necessaria per ottenere l'unità di potenza netta. Esso è espresso in [kg/kWh] ed è dato

dalla relazione:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

113

3600

"

CSV

$L_n =$

[176]

ove L_n è il lavoro netto espresso in [J/kg] ed ovviamente si ha: 1 kWh = 3600 kJ = 3.6 MJ. Questo

parametro è un indice importante delle dimensioni globali degli impianti e decresce quanto maggiore è

il lavoro netto ottenuto dal ciclo reale.

8.2.3 COMPONENTI DELLE CENTRALI TERMICHE A VAPORE

Le trasformazioni indicate in Figura 59 sono realizzate mediante particolari dispositivi,

schematizzati con simbolismo in Figura 58 a destra. Questi dispositivi sono fra loro collegati mediante

tubazioni nelle quali scorre il vapore o l'acqua di condensa, a seconda delle

trasformazioni.

La Caldaia

Le caldaie di potenza sono mastodontiche installazioni, vedi Figura 61, nelle quali si trasferisce la massima quantità di energia termica dalla fiamma, in basso nella sezione conica, all'acqua e al vapore che fluiscono lungo le pareti e nella zona laterale protetta, rispettivamente. La zona laterale (detta naso) è utilizzata per il surriscaldamento del vapore: essa riceve calore solo per convezione poiché l'irraggiamento termico della fiamma viene mascherato dalla struttura e in questo modo può limitare la temperatura massima del vapore.

Si ricordi, infatti, che il calore specifico del vapore è minore di quello dell'acqua e pertanto se si mantenesse lo stesso flusso termico di fiamma si avrebbe il rischio di bruciatura dei tubi. Queste caldaie sono assai ingombranti e pongono seri problemi anche dal punto di vista delle installazioni. Esse richiedono, infatti, strutture portanti di grandi dimensioni, solitamente in acciaio, e capaci di sopportare azioni deflagranti e sismiche.

Per impianti di modeste dimensioni si possono avere tipologie di caldaie più semplici a tubi

d'acqua e a tubi di fumo. La fiamma proveniente dal bruciatore produce fumi che lambiscono i tubi all'interno dei quali scorre l'acqua che viene così riscaldata e/o vaporizzata.

Le caldaie a tubi di fumo (cioè con passaggio dei gas di combustione all'interno del fascio tubiero

mentre l'acqua scorre all'esterno) hanno limiti di pressione e temperatura di 30 bar e 350 °C con una

produzione di circa 2.8 kg/s (cioè 10 t/h). Le caldaie a tubi d'acqua possono produrre vapore in

condizioni diverse. Nelle caldaie a circolazione naturale la circolazione avviene senza organi motori esterni.

Nelle caldaie a circolazione forzata le pompe di alimentazione assicurano la circolazione attraverso l'intero

generatore a vapore in modo da favorire lo scambio termico in condizioni di assoluta sicurezza.

I componenti di una caldaia sono, in genere:

- × La camera di combustione in cui avviene la trasformazione dell'energia del combustibile in calore;

- × Il corpo cilindrico superiore in cui la miscela acqua-vapore (funzione del titolo di uscita) si separa liberando in alto il vapore acqueo che prosegue il ciclo;

- × Il corpo cilindrico inferiore che serve per distribuire l'acqua nel fascio tubiero;

- × Il fascio tubiero costituito da tubi, investiti esternamente dai fumi caldi e percorsi internamente dall'acqua in riscaldamento e/o vaporizzazione;

- × Il surriscaldatore, posto lateralmente alla caldaia (naso) costituito da una serpentina ove il vapore

passa da saturo a surriscaldato;

×Il desurriscaldatore in cui il vapore viene raffreddato in caso di necessita;

×L'economizzatore, posto nella parte estrema della caldaia con la funzione di riscaldare l'acqua di alimento;

×Il riscaldatore d'aria che sfrutta il calore contenuto nei fumi all'entrata della caldaia;

×Le pompe di circolazione, presenti solo nelle caldaie a circolazione forzata o controllata;

×L'impianto di pulizia della caldaia per allontanare i depositi e/o le incrostazioni.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

114

Figura 61: Layout di una caldaia di potenza per grandi centrali

La Turbina a vapore

L'organo che produce potenza attiva e la turbina a vapore il cui schema costruttivo e dato in

Figura 62 nella quale sono visibili gli organi di distribuzione del vapore e gli anelli del rotore di diametro

crescente verso l'uscita⁶⁵. Nella Figura 63 si puo osservare una turbina a vapore di potenza aperta in

stabilimento. Sono ben visibili gli anelli di palette e la sezione crescente verso il collettore di uscita (coclea

esterna). Le dimensioni delle turbine a vapore sono crescenti man mano che la pressione di esercizio si

abbassa rispetto a quella iniziale.

Pertanto le turbine ad alta pressione (oltre 50 bar) sono molto piu piccole di quelle a bassa pressione

(una decina di bar). Le turbine ad alta pressione sono spesso del tipo contrapposto, vedi Figura 64, per

ridurre lo sforzo sui cuscinetti di supporto. In questo caso la distribuzione del vapore e centrale e il

flusso viene poi suddiviso verso i due lati in modo da bilanciare la spinta laterale sui banchi di supporto.

I parametri che caratterizzano una turbina a vapore sono i seguenti:

×condizioni del vapore all'ammissione e allo scarico;

×portata massica del vapore;

×rendimento adiabatico;

×potenza fornita.

Il rendimento adiabatico η_a dipende dal tipo di turbina e in particolare dalla taglia secondo la

segunte tabella:

×per potenze sopra i 150 MW si ha $\eta_a = 0.82 \div 0.83$

×per potenze tra 5 e 50 MW si ha $\eta_a = 0.76 \div 0.82$

×per potenze fra 1 e 5 MW si ha $\eta_a = 0.70 \div 0.76$

×per potenze < 1 MW si ha $\eta_a < 0.72$

⁶⁵ Si ricordi che il vapore espandendosi aumenta considerevolmente il suo volume specifico e pertanto la turbina

deve consentire questo incremento volumetrico mediante l'incremento della sezione di passaggio del vapore.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

115

Quando la turbina a vapore e accoppiata ad un alternatore occorre tenere

conto, ai fini del calcolo della potenza elettrica prodotta, del rendimento di quest'ultimo variabile, secondo la taglia, nell'intervallo 0.96÷0.99.

Figura 62: Schema di una turbina a vapore

Figura 63: Turbina a vapore aperta

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

116

Figura 64: Turbina a vapore ad anelli contrapposti

Condensatore

Il condensatore è l'organo di maggiori dimensioni di tutto l'impianto. Esso è costituito da grandi

banchi di tubi di rame nei quali si fa passare acqua fredda all'interno e vapore in uscita dalla turbina

all'esterno. La condensazione avviene ad una temperatura di 32-40 °C e ad una pressione di 0,035-0,045

bar. Si utilizza, di norma, l'acqua di mare o l'acqua di fiumi di grandi portate (ad esempio il Po) per

evitare l'inquinamento termico cioè l'innalzamento sensibile della temperatura dell'acqua e ciò per evitare

conseguenze biologiche nella flora e nella fauna marina. La pressione di esercizio (0,02÷0,04 bar) dei

condensatori viene inizialmente creata mediante pompe per vuoto e poi, una volta avviato il ciclo a

vapore, mantenuta automaticamente (termodinamicamente) per effetto dell'equilibrio fra pressione e

temperatura nei vapori saturi.

Pompe di alimentazione in caldaia

L'acqua uscente dal condensatore a bassa pressione (circa 0,04 bar) viene poi portata alla

pressione di alimentazione in caldaia (circa 70 bar) mediante opportune pompe di alimentazione le cui

dimensioni sono piccole rispetto a quelle degli altri organi sopra descritti. La potenza assorbita dalle

pompe di alimentazione è di 1÷2 % di quella prodotta dalle turbine.

8.2.4 CICLO HIRN

Per aumentare il lavoro netto e quindi anche il rendimento termodinamico di un ciclo Rankine si

possono seguire solamente due vie: diminuire la pressione minima al condensatore o aumentare la

pressione massima in caldaia. La prima possibilità, che pure offre grandi guadagni energetici a causa

della svasatura positiva della curva di Andrews verso il basso, ha un limite nella minima temperatura di

condensazione raggiungibile con acqua (marina o di fiume o di lago) o con aria esterna (torri evaporative).

Pertanto non si può andare oltre 0.02 bar per le condizioni ambientali italiane.

La seconda possibilità trova un limite nella forma a campana della curva di Andrews e in

particolare nel fatto che questa tende al punto critico, vedi Figura 56, e quindi il calore latente di

vaporizzazione tende a zero. Ne segue che al crescere della pressione si riduce

il calore positivo di ciclo con effetto negativo sul rendimento fino ad annullarne il lavoro netto. Per contro il crescere della pressione massima produce anche lo spostamento verso titolo decrescente del punto di uscita del vapore dalla turbina a fine fase di espansione, vedi Figura 65, con la possibilità di danneggiare le palette delle turbine. Di solito si impone che il titolo di vapore in uscita sia non inferiore a 0.85. L'evoluzione naturale del ciclo Rankine è allora il ciclo Hirn nel quale il vapore in uscita dalla caldaia non è in condizioni saturo secco bensì surriscaldato, vedi Figura 66.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA
117

La pressione massima può, quindi, ancora essere limitata ai valori compatibili con il valore finale del titolo di vapore in uscita dalla turbina ma a spese di un surriscaldamento che produce irreversibilità poiché si tratta di cessione di calore a temperatura variabile.

S
T
AB
C
DEA
'
B' C'
D'
p1
p2
p0

Figura 65: Spostamento del punto D verso sinistra al crescere della pressione in caldaia

Il rendimento di questo ciclo è ancora dato dalla [174] ma con calore Q_1 dato dalla differenza:

$$Q_1 = h_D - h_A \quad [177]$$

e pertanto il rendimento vale:

$$\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{h_D - h_A}{h_D - h_A}$$

$$\eta = \dots \quad [178]$$

Rispetto al ciclo Rankine il surriscaldamento del vapore da C a D porta ad avere rendimenti più elevati anche se le perdite per irreversibilità rispetto al ciclo di Carnot corrispondente sono ancora maggiori.

In definitiva il rapporto dei rendimenti reale/ideale è maggiore per il ciclo Rankine (senza surriscaldamenti) che per il ciclo Hirn pur avendo rendimenti reali termodinamici del ciclo Hirn maggiore di quello di Carnot per effetto del maggior lavoro netto ottenibile. La temperatura massima oggi raggiungibile in D è di circa 570 °C per le centrali italiane (ENEL) e di 760 °C per le centrali tedesche.

Il motivo di questa diversità è da ricercare nel tipo di acciaio utilizzato per le costruzioni impiantistiche. In Italia si usano acciai meno pregiati ma più economici mentre in Germania si utilizzano acciai austenitici più costosi ma che consentono di lavorare a temperature più elevate con conseguente maggior rendimento rispetto alle centrali italiane. Oggi con il combustibile ad alto costo è preferibile avere rendimenti più elevati che costi iniziali di installazione più ridotti. Per aumentare ulteriormente il rendimento del ciclo Hirn si può anche avere più di un surriscaldamento, come riportato in Figura 67. In genere si limitano a due o tre i surriscaldamenti per problemi di sicurezza in caldaia. Avviene, infatti, che il surriscaldamento del vapore comporterebbe, a pari calore ceduto in caldaia, elevati surriscaldamenti per effetto del minor calore specifico rispetto a quello dell'acqua. Pertanto si pongono le batterie di scambio termico per i surriscaldatori in una zona protetta della caldaia in modo da essere interessata solo dal calore di convezione (cioè dei fumi) e non da quello di radiazione (della fiamma).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

118

s
T
AB
CD p1
p0
F E

Figura 66: Ciclo Hirn nel piano (T,s)

Questa zona è detta naso della caldaia, vedi Figura 61, ed è solitamente posta lateralmente al corpo centrale.

s
T
AB
CD p1
EF p2
GH H'

Figura 67: Ciclo Hirn con due surriscaldamenti

Il naso della caldaia ha un volume limitato e pertanto il numero di batterie di scambio termico che vi si può porre è limitato. A queste complicazioni in caldaia si aggiunga anche la complicazione impiantistica che si ha ogni volta che si deve riportare il vapore dalle turbine di espansione alla caldaia per effettuare il surriscaldamento.

Nel caso del ciclo di Figura 67 con due surriscaldamenti il rendimento termodinamico vale:

$\left(\frac{D E G H A F}{D A G E} \right)$

$\left(\frac{D E G H A F}{D A G E} \right)$

h h h h h h

h h h h

η-

+

-

-

-

==

+ -

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

119

In modo analogo si procede nel caso di un numero maggiore di surriscaldamenti. L'effetto dei surriscaldamenti nel ciclo Hirn è benefico sulla riduzione del consumo specifico di vapore, CSV, che risulta dimezzato rispetto al normale ciclo Rankine con evidenti benefici impiantistici.

8.2.5 CICLI RIGENERATIVI

Per superare i limiti impiantistici dei cicli Rankine e Hirn sopra illustrati e quindi per accrescere il rendimento termodinamico degli impianti a vapore si ricorre ai cicli rigenerativi che basano il loro

funzionamento sul concetto, assai importante, di rigenerazione termica.

Questa consiste nel ridurre

gli effetti di irreversibilità esterna nelle fasi di preriscaldamento e

surriscaldamento, cioè nelle fasi nelle

quali si ha scambio termico a temperatura variabile e quindi con produzione di irreversibilità esterna (cioè

dovuta alla sorgente e non al fluido di lavoro che qui si sta supponendo ideale).

Se osserviamo la Figura 60 si conclude che la fase di preriscaldamento AB

avviene a temperatura

variabile ed è responsabile della produzione di irreversibilità esterna. La fase di vaporizzazione BC

avviene, nella zona dei vapori saturi, a temperatura costante e quindi senza produzione di irreversibilità.

Se allora potessimo in qualche modo compensare il preriscaldamento BC con uno scambio di calore

interno che non interessi la sorgente termica esterna allora l'irreversibilità corrispondente sarebbe annullata.

In Figura 68 si ha lo schema di una possibile trasformazione isodibatica alla AB che sottrae

calore nella fase di espansione CD in modo che l'area sottesa dalla CF sia eguale all'area sottesa dalla

AB. Mediante uno scambio termico ideale (senza perdite) fra il fluido in espansione lungo la CF e il fluido

in preriscaldamento lungo la AB si potrebbe avere l'effetto desiderato e cioè di annullare la produzione

di irreversibilità esterna perché il calore di preriscaldamento è ottenuto

internamente.

S

T

AB

CDEZ

ona in difetto

rispetto al Carnot

F

E Trasformazione

isodibatica alla

trasformazione AB

Figura 68: Ciclo Rankine con rigenerazione termica

Questo è il principio su cui si basa la rigenerazione termica. Naturalmente quanto sopra detto è

sempre riferito a trasformazioni ideali.

Nella pratica risulta impossibile ottenere una espansione del tipo CF poiché è impensabile di fare

espandere il vapore nella turbina e al tempo stesso fargli scambiare calore con l'acqua di

preriscaldamento.

Pertanto si cerca di superare l'inconveniente mediante una soluzione tecnico impiantistica che

può ritenersi una approssimazione, anche se efficace, della rigenerazione termica ideale.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

120

8.2.6 CICLI A SPILLAMENTO

L'ultima tendenza nella direzione del miglioramento del rendimento del ciclo a vapore è quella

dei cicli a spillamento. In questi cicli si cerca di riparare al guasto

termodinamico provocato dal

preriscaldamento in caldaia dell'acqua prima di vaporizzare.

Questa fase è, come già detto in precedenza, fortemente irreversibile e riduce molto il rendimento

del ciclo Hirn (o anche di Rankine). Allora se si riesce a riscaldare il più possibile l'acqua di alimento in

caldaia con calore sottratto allo stesso vapore durante l'espansione in turbina si può pensare di ridurre

le perdite di irreversibilità anzidette. Questo è proprio quello che si fa nei cicli a spillamento. Si preleva

vapore dalla turbina durante la fase di espansione e lo si fa condensare in uno scambiatore di calore

(detto recuperatore) in modo da cedere il calore di condensazione all'acqua che alimenta la caldaia.

In Figura 70 si ha un esempio di ciclo Hirn con 4 spillamenti che portano l'acqua dalle condizioni

del punto A (uscita dalla pompa) fino al punto B'. Occorrerà fornire solamente il calore di

preriscaldamento da B' a B.

Questo è certamente inferiore al calore AB senza spillamenti e pertanto si riducono le perdite per

irreversibilità. Aumentando il numero di spillamenti si può portare il punto B' molto vicino a B

incrementando, così, il rendimento termodinamico. Per motivi di costo si limitano gli spillamenti a

10÷14 al massimo.

In Figura 69 si ha il layout dell'impianto corrispondente alla Figura 70. In esso si sono indicate

con x, y, z, k le portate di spillamento (frazioni della portata totale che per un diagramma termodinamico e pari a 1 kg/s).

Queste portate sono determinate imponendo il bilancio entalpico per ciascuno degli scambiatori

di calore (detti recuperatori) indicati con S1, S2, S3 ed S4 in Figura 69. Ad esempio, con riferimento alla

Figura 71, si può scrivere che, a regime stazionario, la somma dell'entalpia entrante è pari a quella uscente e quindi.

$$m_1 \hat{h}_1 + m_2 \hat{h}_2 + m_3 \hat{h}_3 + m_4 \hat{h}_4 = m_5 \hat{h}_5 + m_6 \hat{h}_6$$

ove si ha $m_1=m_2=1$ ed i punti indicati con 1,2,3,4 e 5 sono quelli relativi alla posizione del recuperatore nel layout di Figura 69.

F

AB

' I H G

B'

B

CDDEL

M N

O X

yzk

S1 S2 S3 S4

Figura 69: Layout di un ciclo Hirn con 4 spillamenti

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

121

I valori delle entalpie sono letti nel diagramma di Gibbs per temperature e pressioni

corrispondenti ai punti nel layout. Scrivendo tante equazioni quanti sono i recuperatori di calore si ha

un sistema in tante incognite quante sono le portate di spillamento e quindi è possibile scrivere

l'espressione del rendimento termodinamico di impianto:

$$\frac{(\dots)}{(\dots)}$$

$$\frac{(\dots)}{(\dots)}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

$$\frac{1}{11111}$$

A numeratore si ha la somma dei lavori ottenute dalle effettive portate di vapore in espansione per i rispettivi salti entalpici. A denominatore si ha il calore effettivamente

ceduto in caldaia.

Ts

AB

,

B C

DF

E

spillamento

Calore di

preriscaldamento

Figura 70: Cicli a spillamento

I cicli a spillamento risultano vantaggiosi, oltre che per l'aumento del rendimento termodinamico, anche perché producono una sensibile riduzione delle dimensioni delle turbine e del condensatore. In questi organi, infatti, viene a fluire una portata inferiore rispetto al caso di ciclo senza spillamento e pertanto sia la turbina (specialmente quella di bassa pressione) che il condensatore possono avere un volume (e quindi anche un costo) più ridotto.

mv

m1s m1d

m2 m1

1234

5

Figura 71: Bilancio energetico per un generico recuperatore di calore

⁶⁶ Si osservi che le portate di spillamento non sono in ordine regolare crescente o decrescente.

Si possono avere

valori apparentemente non congruenti con le aspettative ma questi dipendono dalle condizioni di prelievo e quindi di

bilancio dei singoli recuperatori di calore.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

122

Un criterio semplice, ma in buon accordo con la pratica, è quello di suddividere il salto termico

DE in parti eguali al numero di spillamenti desiderati (come indicato nella Figura 70). In generale, però,

si hanno metodi di ottimizzazione piuttosto complessi ed onerosi che portano ad una scelta ottimale dei punti di spillamento.

Il numero degli spillamenti viene limitato a 10÷14 per non complicare eccessivamente il layout

dell'impianto. Si osserva, infatti, che al crescere del numero dei componenti cresce anche il costo

complessivo dell'impianto e pertanto occorre sempre valutare che i benefici indotti dagli spillamenti

non siano annullati dal loro costo di realizzazione.

Il consumo specifico di vapore, CSV, per gli impianti a spillamento è leggermente superiore a

quelli senza gli spillamenti ma i vantaggi termodinamici e i benefici impiantistici fanno di questa tecnica

un punto fermo nelle moderne centrali di potenza.

8.2.7 COMBUSTIBILI UTILIZZATI NEGLI IMPIANTI A VAPORE

Si è detto che nel ciclo a vapore si può, in generale, utilizzare qualunque tipologia di combustibile

sia esso solido, liquido o gassoso. La scelta del combustibile si riflette sulle caratteristiche della caldaia,

del ciclo di trattamento del combustibile e del sistema di depurazione dei fumi. La combustione con combustibili gassosi e con polverino di carbone polverizzato viene realizzata tramite l'uso di bruciatori nei quali l'aria viene miscelata al combustibile mentre nel caso di combustibili solidi (non polverizzati) si ha un focolare dotato di griglie. Fra i combustibili principali si ricordano:

- × greggio;
- × olio combustibile
- × gas naturale
- × gas residuo (gas di cokeria, gas di raffineria, ...)
- × polverino di carbone;
- × coal-oil

Nelle caldaie a focolare si possono bruciare:

- × carbone povero
- × combustibile da rifiuti (CDR)
- × legna.

I combustibili gassosi non richiedono, in generale, alcun trattamento ed i bruciatori sono più semplici che in altri casi. I combustibili liquidi comportano una fase di filtraggio e riscaldamento al fine di raggiungere i valori necessari di pressione e viscosità ($40\div 60$ bar e $\eta < 5$ °E) per la successiva operazione di polverizzazione al bruciatore.

I combustibili solidi (carbone, scarti di lavorazione, Rifiuti Solidi Urbani RSU, ...) possono subire trattamenti preliminari per raggiungere i valori di granulometria e contenuto d'acqua imposti dal tipo di bruciatore adottato o del tipo di forno (ad esempio a letto fluido).

8.3 FUNZIONAMENTO DEI GENERATORI DI CALORE

Il generatore di calore e, in ultima analisi, uno scambiatore di calore che consente di trasferire il calore dei prodotti di combustione (fumi) all'acqua (o al vapore) calda.

L'elemento attivo che fornisce calore è il bruciatore che bruciando combustibile produce i fumi, come indicato in Figura 72. In base al principio di conservazione della massa possiamo scrivere il bilancio:

$$\dot{m}_c + \dot{m}_a = \dot{m}_f + \dot{m}_s \quad [179]$$

ove si ha:

- × \dot{m}_c portata massica del combustibile
- × \dot{m}_a portata massica di aria comburente
- × \dot{m}_f portata massica dei fumi prodotti e che escono dal camino

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

123

- × \dot{m}_s portata massica di scorie eventualmente prodotte.

ma
mc
mf
ms

Figura 72: Sistema termodinamico di un generatore

Questa relazione si può scrivere opportunamente definendo l'indice d'aria

come:

$$\frac{a}{at} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

ove a è l'indice d'aria e m è il flusso di aria teorica necessaria per la combustione stechiometrica del combustibile.

Pertanto la [179] diviene:

$$\frac{1}{m} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

ove n è l'indice d'aria e a è l'aria teorica di combustione. Sempre con riferimento al sistema di

Figura 72 si può scrivere il bilancio energetico:

$$\frac{1}{m} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

dove al primo membro abbiamo, nell'ordine, la potenza elettromagnetica, termica e meccanica che

entrano nella superficie di controllo, m la portata di massa e in parentesi tonda la metalpia delle masse

entranti ed uscenti dal sistema. Lo scambio di potenza attraverso la superficie di controllo (1° membro)

produce una variazione di metalpia nelle portate di massa che attraversano la superficie di controllo.

Nel caso dei generatori termici poniamo a zero la potenza meccanica L poiché non viene

compiuto lavoro attraverso l'involucro. Inoltre si possono trascurare i termini gravimetrici (gz) e cinetici

($w^2/2$) rispetto alla variazione di entalpia h ottenendo:

$$\frac{1}{m} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

$$\frac{m}{m} = \frac{m}{m}$$

Con riferimento alla Figura 73 la precedente equazione diviene:

$$\dot{Q}_E - \dot{Q}_d - \dot{Q}_t = \dot{m}_f h_f + \dot{m}_s h_s + \dot{m}_c H_c - \dot{m}_a h_a + \dot{m}_i H_i + \dot{m}_c H_c \quad [184]$$

ove si ha il simbolismo:

- \dot{Q}_E potenza elettrica entrante per azionamento degli ausiliari
- \dot{Q}_d potenza termica dispersa dall'involucro del generatore
- \dot{Q}_t potenza termica utile e quindi ceduta al fluido termovettore
- h_f entalpia massica dei fumi
- h_s entalpia massica delle scorie (assunte come solido inerte)

⁶⁷ Si ricordi che si definisce entalpia la somma : $h + w_2/2 + gz$. Qualcuno chiama la entalpia Entalpia Totale.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

124

- \dot{m}_f portata di massa degli incombusti (trascurabile rispetto ad \dot{m}_c)
- H_i potere calorifico inferiore degli incombusti
- h_a entalpia massica dell'aria comburente
- h_c entalpia massica del combustibile (inteso come fluido inerte)
- H potere calorifico inferiore (a pressione costante) del combustibile)

Le condizioni di riferimento (t_0, p_0) delle entalpie sono quelle del combustibile.

La [184] si puo

ancora scrivere nella forma:

\dot{m}_a
 \dot{m}_c
 \dot{m}_f
 \dot{m}_s
 E
 Q_d Q_t
 h_f h_s
 H_i
 H_c
 H

GENERATORE

Figura 73: Bilancio energetico per un generatore

$$\dot{Q}_E + \dot{m}_c H_c + \dot{m}_f h_f + \dot{m}_s h_s = \dot{Q}_d + \dot{Q}_t + \dot{m}_a h_a + \dot{m}_i H_i + \dot{m}_c H_c \quad [185]$$

Questa equazione ci dice che la potenza del combustibile e degli ausiliari elettrici viene convertita

in parte in potenza utile (\dot{Q}_t) e la restante parte viene persa in disperdimenti vari. Si osservi che la

potenza elettrica degli ausiliari (\dot{Q}_E) e di solito trascurabile (qualche %)

rispetto alla potenza del

combustibile e alla potenza utile ma la si e esplicitamente indicata per tenere conto dell'alto valore

energetico rispetto alle energie termiche. Viene definita potenza al focolaio il prodotto:

$$\dot{Q}_c = \dot{m}_c H_c \quad [186]$$

cioe la potenza fornita al bruciatore e rappresenta l'energia primaria in ingresso (oltre quella

elettrica per gli ausiliari) al generatore, fondamentale per tutte le analisi economiche. La grandezza

principale di uscita e rappresentata dall'energia utile (\dot{Q}_t) che e anche lo scopo fondamentale del

generatore termico. La potenza dispersa per dispersioni attraverso il mantello si calcola, tenendo conto

della coibentazione termica normalmente presente e della bassa temperatura superficiale esterna,

mediante la relazione:

$$\dot{Q}_{pe} = hA(t_p - t_a)$$

avendo indicato con t_p la temperatura superficiale esterna del mantello, t_a la temperatura dell'aria

esterna, h il coefficiente di convezione termica e con A la superficie disperdente del mantello. Il termine

$\dot{Q}_{ff} = m_c(h_c - h_f) + m_f h_f$ e la potenza termica dispersa con i fumi nel camino.

Questa potenza può essere espressa nella forma:

$$\dot{Q}_{ff} = m_c c_p (t_c - t_0) + m_f c_p (t_f - t_0) \quad [187]$$

avendo indicato con c i calori specifici e t_0 la temperatura di riferimento. Si osservi che h_a ed h_c

sono trascurabili rispetto ad h_f e pertanto, trascurando anche il contributo delle scorie (oggi di poco

conto con i combustibili liquidi e gassosi) si può ancora scrivere che le perdite al camino sono

essenzialmente date da:

$$\dot{Q}_{ff} = m_c c_p (t_c - t_0) \quad [188]$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

125

La potenza perduta per incombusti (\dot{Q}_{fi}) dipende dalla qualità della combustione e quindi dalla

maggiore o minore presenza di sostanze che non sono state completamente ossidate.

Temperatura teorica di combustione

Se assumiamo le ipotesi:

× assenza di scambio termico, $\dot{Q}_{te} = 0$

× assenza di disperdimenti $\dot{Q}_{ds} = 0$

× reazione di ossidazione completa (e quindi $\dot{Q}_{ri} = 0$)

× assenza di scorie calde (e quindi $\dot{Q}_{sc} = 0$)

possiamo scrivere l'equazione di bilancio:

$$\dot{Q}_{ad} = m_c c_p (t_c - t_0) + m_f c_p (t_f - t_0) - m_c c_p (t_c - t_0) - m_f c_p (t_f - t_0) \quad [189]$$

La temperatura teorica viene anche detta temperatura adiabatica di combustione, indicata con t_{ad} , e vale,

dalla precedente equazione:

$$\dot{Q}_{ad} = 0$$

$$\dot{Q}_{ad} = 0$$

$$0 = 1$$

$$t_{ad} = t_f$$

$$t_{ad} = t_f$$

$$t_{ad} = t_f$$

$$H_{na} c_p t_{ad} = m_c c_p t_c + m_f c_p t_f$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

$$t_{ad} = t_c + \frac{m_f}{m_c} (t_f - t_c)$$

reagenti (attraverso t_a e t_c) e dal tipo di combustibile (attraverso H ed a_t).

Rendimenti e Perdite

Scriviamo la [185] in forma adimensionale dividendo ambo i membri per la potenza al focolaio

$\frac{m \dot{Q}}{m \dot{H}}$ per cui otteniamo:

$$\frac{1}{\eta}$$

$$\frac{d c I}{c c}$$

$$E m \dot{h}$$

$$P d P$$

$$m \dot{H} m \dot{H}$$

$$+ = \eta + + + +$$

$$\&\&\&$$

$$\&$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$P d$$

$$P c$$

$$P i$$

$$Q$$

$$m \dot{H}$$

$$=$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

ove si sono indicati:

η rendimento del generatore termico

P_d perdite per dispersioni

P_c perdite al camino

P_i perdite per incombusti.

Questa equazione non dice nulla di nuovo rispetto alla [185] ma è espressa in forma più semplice.

Il rendimento energetico del generatore è dato da:

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

$$\eta$$

$$=$$

$$1 - \frac{P d + P c + P i}{Q}$$

$$[191]$$

e in pratica viene calcolato valutando separatamente sia il numeratore che il denominatore con

metodi diretti (cioè valutando i singoli termini) che indiretti (cioè valutando quanto ceduto all'acqua

sottraendo alla potenza al focolare le perdite di calore). La perdita per dispersione è definita dalla relazione:

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

$$[192]$$

$$\frac{d \dot{Q}}{m \dot{H}}$$

$$=$$

$$\frac{P d}{m \dot{H}}$$

che può ancora scriversi, per la [188] nella forma:

$$\left(\frac{m_{c,t,t}}{m_{H_2O}} \right)_{fffa}$$

$$m_{c,t,t}$$

$$P$$

$$m_H$$

$$=$$

$$\&[$$

$$195]$$

Le perdite al camino dipendono molto dal sistema di regolazione del bruciatore.

Questo può

essere:

×Modulante: se la portata di combustibile viene variata con continuità fra un valore minimo e quello massimo (nominale);

×Tutto o Niente: quando la portata di combustibile è solo quella nominale e quindi si regola

accendendo o spegnendo il bruciatore stesso. Questo tipo di bruciatori sono certamente più

grossolani ma meno costosi di quelli modulanti e sono utilizzati per generatori di piccola potenza.

Con regolazione tutto o niente il generatore lavora sempre a regime nominale quando il bruciatore è

in funzione e quindi le perdite al camino sono pressoché costanti.

Con la regolazione modulante se la portata di combustibile scende (a pari indice d'aria) si riduce

la t_r e quindi le perdite al camino.

La Perdita per incombusti vale:

$$\frac{m_{c,t,t}}{m_{H_2O}}$$

$$P$$

$$m_H$$

$$=$$

$$\&[$$

$$196]$$

$$=$$

$$\&[$$

$$196]$$

Nel caso di incombusti gassosi si può scrivere:

$$\left(\frac{m_{c,t,t}}{m_{H_2O}} \right)_{fffa}$$

$$m_{c,t,t}$$

$$P$$

$$m_H$$

$$=$$

$$\&[$$

$$197]$$

$$=$$

$$\&[$$

$$197]$$

ove ρ_i è la densità degli incombusti, ρ_f la densità dei fumi (in condizioni normali) e il rapporto

V_i/V_f è il contenuto di incombusti in volume nei prodotti della combustione secchi.

8.3.1 CICLI COMBINATI E COGENERATIVI

Per un ciclo cogenerativo, cioè tale da produrre contemporaneamente sia potenza meccanica (o elettrica) che termica per usi di processo, nel quale si desideri avere la necessaria flessibilità nel soddisfacimento del carico elettrico e termico si utilizza, di solito, la turbina in derivazione e condensazione (detta anche a prelievo regolato).

Questo tipo di impianto può lavorare anche separatamente dalle reti esterne (parallelo elettrico e termico) come pure possono lavorare in parallelo con la rete ENEL e cedere energia in caso di sovrapproduzione.

Impianti a derivazione e condensazione

Il rapporto $C = E_T/E_E$ fra le potenze elettriche e termiche può variare fra 0 e 4 e anche oltre nel caso di contropressione. In Figura 74 si ha un esempio di impianto con turbina a vapore a derivazione e condensazione.

In questo caso la turbina è sostanzialmente divisa in due parti: un corpo ad alta pressione, ove si espande tutto il vapore prodotto, ed uno a bassa pressione dove avviene l'espansione del vapore che eccede quello richiesto dalla utenza.

Questo tipo di impianto consente di realizzare tutti i casi fra la turbina a condensazione pura e quella in contropressione pura. È quindi molto flessibile e segue perfettamente le esigenze del carico elettrico e termico dell'utenza.

Si tenga presente che occorre avere almeno 6÷7% di vapore in espansione nella sezione a bassa pressione per avere un raffreddamento del corpo turbina.

Inoltre il corpo a bassa pressione non è dimensionato per ricevere tutta la portata di vapore e pertanto i due casi limite sono solo teorici.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

127

CALDAIA
TURBINA
CONDENSATORE
G

Figura 74; Ciclo a vapore a derivazione e condensazione

Per questa tipologia di impianto occorre considerare i seguenti parametri:
×rendimento totale di cogenerazione, N , dato dalla somma algebrica dei rendimenti termici ed elettrico;

×rendimento elettrico, N_E

×consumo specifico di vapore per la produzione elettrica, CSV_p

×rapporto energia termica su energia elettrica, C .

Tutti questi parametri variano al variare del carico elettrico e della potenza termica estratta.

In un gruppo a derivazione e condensazione si può variare il carico elettrico, entro certi limiti, senza pesare sul carico termico e, viceversa, è possibile variare il carico termico

senza disturbare il carico elettrico. La regolazione, infatti, agisce sia sulle valvole di ammissione alla turbina che su quelle a valle del prelievo.

CALDAIA
TURBINA
G DEGASATORE
ALLA UTENZA
RITORNO CONDENZA
DESURRISCALDATORE GENERATORE

Figura 75: Schema di un impianto a vapore con turbina in contropressione
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

128

CALDAIA
TURBINA
GD
EGASATORE RITORNO CONDENZA
TURBINA GENERATORE
AP BP

Figura 76: Schema di un impianto a contropressione con due turbine e due livelli di scarico vapore

8.3.2 IMPIANTI A CONTROPRESSIONE

Questi impianti sono detti a recupero totale e forniscono calore ad una utenza (detta fredda) in

grado di dissipare tutto il carico. Essi presentano una elevata rigidità e quindi non consentono di variare

indipendentemente i carichi elettrici e termici.

CALDAIA
TURBINA
G DESURRISCALDATORE GENERATORE
RETE ELETTRICA ESTERNA
UTENZA

Figura 77: Schema di un sistema cogenerativo con turbina a vapore a contropressione per reti di teleriscaldamento

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

129

In genere gli impianti a contropressione sono dimensionati sull'utenza termica con rendimento

complessivo che può raggiungere il 90%. In Figura 75 si ha lo schema di un impianto in

contropressione nella versione più semplice, adatto per piccole taglie.

Lo stadio di riduzione di pressione e di desurriscaldamento del vapore, unitamente al by-pass

della turbina, è utilizzato sia in fase

e di avviamento del gruppo che in caso di fuori servizio della turbina. Il desurriscaldatore serve ad

adattare il vapore alle esigenze dell'utenza.

In Figura 76 si ha uno schema di impianto a contropressione con due turbine: in questo modo si

hanno due livelli di scarico del vapore a diversa pressione.

In Figura 77 si ha uno schema tipico per applicazioni di teleriscaldamento. La turbina in

contropressione è regolata dalla quantità di combustibile bruciato in caldaia e quindi dalla quantità di

vapore inviato alla turbina stessa, a parità di condizioni termodinamiche. In linea di principio la

regolazione può essere asservita sia al carico termico che al carico elettrico.

8.3.3 DIAGRAMMA DI SUNKEY

Risulta interessante sviluppare un'analisi exergetica del ciclo a vapore per

mettere in risalto sia le incongruenze che l'analisi energetica ancora oggi pone sia per evidenziare i possibili punti di attacco per migliorare effettivamente il rendimento termodinamico. Si consideri il ciclo Hirn di Figura 78 e consideriamo le perdite energetiche ed exergetiche delle trasformazioni fondamentali. Ricordiamo che, ai fini pratici, per quanto detto nel §5.7, consideriamo che l'exergia del combustibile coincida con il suo potere calorifico inferiore, pci. Perdite per combustione adiabatica nel generatore La perdita di exergia va sempre riferita all'exergia iniziale del combustibile ed è data, con riferimento alla Figura 79, dalla relazione:

$$e_{m,e} =$$

—

$$\Pi =$$

Ove m_{ref} è l'exergia dei prodotti di reazione che risultano dalla combustione completa dell'unità di massa di combustibile alla temperatura di combustione adiabatica. Possiamo scrivere, per l'exergia dei prodotti di combustione, la relazione:

$$e = \dot{h} - \dot{h}_0 - T_0 \dot{s} - \dot{s}_0$$

ove il pedice 0 si riferisce all'ambiente.

Ts
AB
C
DF
E

Figura 78: Cicli Hirn con un solo surriscaldamento

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

130

GF

A

DDD01

f

2f

Figura 79: Layout del ciclo Hirn ai fini del calcolo delle perdite Si osservi che la combustione adiabatica è di per se esente da perdite energetiche. Le perdite termodinamiche sono conseguenza della degradazione della qualità dell'energia prima e dopo il processo.

In pratica non riusciamo ad utilizzare totalmente l'exergia iniziale del combustibile con un processo di combustione chimica in caldaia mentre riusciamo a farlo meglio, ad esempio, con combustione chimica a bassa temperatura (ad esempio nelle celle a combustibile).

La combustione calda e fortemente dispersiva e, con riferimento al gasolio (pci=42000 kJ/kg e $e_c =$

43350 kJ/kg) con eccesso d'aria pari a 0.12 e temperatura dei fumi uscenti dal camino pari a 150 °C, si possono avere circa il 32.1 % di perdite exergetiche. Si è considerata la combustione completa e quindi si trascurano le perdite per incombusti.

Perdite nello scambio di calore fumi - acqua nel generatore termico
 Supponiamo che lo scambio di calore fra i fumi caldi della combustione e il fluido di lavoro in caldaia sia adiabatico e che pertanto tutta l'energia perduta dai fumi passi all'acqua e/o vapore, detta m_v la portata di vapore trattata per unità di massa del combustibile bruciato, allora le perdite exergetiche dovute allo scambio fumi - vapore sono date dalla relazione:

$$\frac{\dot{m}_v (e_{2f} - e_A)}{\dot{m}_c (e_D - e_A)}$$

$$\Pi =$$

ove e_D ed e_A sono le exergie specifiche del vapore e dell'acqua di alimento nei punti D e A del diagramma termodinamico di Figura 78. Inoltre e_{2f} è l'exergia specifica dei fumi all'uscita dalla caldaia.

Le perdite exergetiche per vapore uscente a 550 °C e pressione di lavoro di 50 bar sono pari a circa il 29.7 %. Avendo supposto lo scambio adiabatico le perdite energetiche sono nulle in quanto tutta l'energia dei fumi scambiata si trasferisce al fluido di lavoro.

Nella realtà la qualità del Joule alla temperatura dei fumi (circa 2000 K) è ben diversa da quella del vapore a 823 K e questo degrado exergetico è molto pesante ed è ascrivibile unicamente

all'impossibilità tecnologica attuale di utilizzare fluidi di lavoro a 2000 K.

Perdite per lo scarico dei fumi al camino

I fumi escono dal camino del generatore ancora caldi, abbiamo supposto a 150 °C. Ciò significa che perdiamo l'exergia che questi ancora possiedono e pertanto queste perdite valgono:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

131

$$\frac{\dot{m}_c (e_{2f} - e_A)}{\dot{m}_c (e_D - e_A)}$$

$$\Pi =$$

Le perdite energetiche sono ora presenti perché i fumi riversano nell'ambiente la loro entalpia e pertanto si ha:

$$\frac{\dot{m}_c (e_{2f} - e_A)}{\dot{m}_c (e_D - e_A)}$$

i
 $m \dot{h} \dot{h}$
 p_{ci}

—

$\Psi =$

avendo indicato con p_{ci} il potere calorifico inferiore in ingresso al generatore.

Nelle ipotesi fatte

di funzionamento dell'impianto si hanno perdite exergetiche dell'ordine dell'1% mentre quelle

energetiche (che non considerano la minore qualità termodinamica dei fumi a 325 K rispetto a quella dei fumi a 2000

K) sono pari a circa il 5.9% (quindi sensibili!).

Perdite per espansione non isoentropica del vapore nella turbina

In Figura 78 si ha un ciclo Hirn con espansione isoentropica ma nella realtà si ha un rendimento

di espansione isoentropica variabile da 0.7 a 0.85 e pertanto l'espansione reale comporta perdite

exergetiche date dalla relazione:

$() () ()_0$

4
 $v \mathcal{D} \mathcal{E} \mathcal{D} \mathcal{E} v \mathcal{D} \mathcal{E}$
 $c c$

$m e e \dot{h} \dot{h} m T s s$

$e e$

$\Pi = - - - = \square \square - \square \square$

Le perdite energetiche sono nulle perché l'espansione si suppone adiabatica (anche se non

isoentropica). Con i valori di funzionamento dell'impianto prima indicati e

$\eta_e = 0.82$ si ha perdite

exergetiche pari al 6.4 %.

COMBUSTIONE

32.1%

SCAMBIO GENERATORE

29.7

1 CAMINO

TURBINA

6.4%

% 1.5% CONDENSATORE

CONDENSATORE

63.8%

CAMINO

5.9%

100% 100%

EXERGIA

ENERGIA

29.3%

LAVORO NETTO LAVORO NETTO 30.3%

Figura 80: Diagramma di Sunkey per un ciclo Hirn

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

132

Perdite nel condensatore

Le perdite exergetiche nel condensatore sono relative allo stato termodinamico del vapore in

uscita dalla turbina e alle condizioni dell'ambiente e pertanto valgono:

$()$

5
 $v \mathcal{E} \mathcal{F}$
 c

$m e e$

e

–

$\Pi =$

mentre quelle energetiche valgono:

()

\sum_i

$\frac{m_i \dot{h}_i}{p_i}$

$\psi =$ In termini numerici le perdite exergetiche, sempre nelle ipotesi sopra indicate,

sono di circa 1.5 %

mentre quelle energetiche sono ben 63.8 %.

In definitiva dal punto di vista energetico c'è da strapparsi i capelli per l'enorme quantità di energia

buttata a mare mentre dal punto di vista exergetico si conclude che questa vale poco termodinamicamente

poiché ad una temperatura molto prossima a quella dell'ambiente.

Non si può fare più nulla con questa quantità enorme di energia a bassa temperatura!

Riportando le perdite sopra calcolate in forma grafica, come mostrato in Figura 80, si ha il

cosiddetto diagramma di Sunkey che ben evidenzia la differenza concettuale che si ha nell'impostazione

dei bilanci dal punto di vista exergetico ed energetico.

8.4 MOTORI ENDOTERMICI

I motori alternativi che più vengono utilizzati sono quelli endotermici basati su ciclo Diesel e su

ciclo Otto. Va tenuto presente, tuttavia, che se i combustibili di elezione di questi motori sono il gasolio

e la benzina, in campo cogenerativo si usano spesso anche combustibili diversi quali il metano, il syngas

(derivato da pirolisi industriali), oli pesanti (di scarto), Il diesel può anche funzionare a gas con

opportune iniezioni di nafta (combustione pilota) in percentuale del 5% del totale. Questa soluzione (detta

dual fuel) consente di funzionare anche a gas ma con un aggravio dei consumi di circa il 10% rispetto al

solo funzionamento a nafta.

8.4.1 CICLO OTTO

Si tratta di uno dei cicli termodinamici più utilizzati ed è il ciclo di riferimento per i motori a benzina.

È proprio la caratteristica del combustibile alla base della concezione di questo motore. La

benzina, infatti, è una frazione petrolifera leggera ed evapora facilmente.

Ciò consente di ottenere con relativa semplicità (mediante i carburatori) miscele di aria (comburente)

e vapori di benzina (combustibile) da utilizzare all'interno dei cilindri dei motori per ottenere energia dai

prodotti di combustione. Si vedrà che la miscela di aria e vapori di benzina non può essere compressa a

piacimento perché, con l'innalzarsi della temperatura adiabatica di

compressione, si ha il raggiungimento del punto di autoaccensione che provoca i fenomeni di detonazione anticipata (si dice che il motore picchia) che risultano dannosi sia per gli stessi motori sia per lo scarso rendimento globale che si ottiene.

I motori commerciali hanno rapporti di compressione (che fra poco definiremo) variabili fra 5 e 8 e le benzine utilizzate hanno numeri di ottani⁶⁸ compresi fra 94÷96. I motori aeronautici hanno NO notevolmente più elevati per consentire la costruzione di motori più compatti e leggeri.

⁶⁸ Il Numero di Ottani è riferito al rapporto, espresso in percento, fra il punto di autodetonazione di una miscela di aria con iso-ottano normale e la miscela di benzine utilizzate. In commercio si hanno benzine contenenti composti aromatici ciclici e non lineari (come l'iso-ottano) e ciò comporta un abbassamento del punto di autodetonazione. Si aggiungono additivi chimici di vario genere per incrementare il punto di autodetonazione. Le benzine commerciali hanno NO variabile fra 0.04 e 0.96. Le benzine per motori aeronautici hanno valori di NO=130÷160 e quindi sono fortemente additivate per potere avere motori di minore dimensioni e peso a pari potenza.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

133

Si osservi che non si ha alcuna convenienza ad usare benzine con NO più elevati di quelli che il rapporto di compressione consente, mentre l'uso di benzine con NO inferiori a quelli minimi richiesti possono provocare malfunzionamenti e danneggiamenti vari.

Ciclo Termodinamico

Esso si compone, vedi Figura 82, di una compressione isoentropica, sempre con riferimento al ciclo ideale ad aria standard, seguito da una combustione interna isocora, mediante scoppio attivato da una scarica elettrica, seguita da una fase utile di espansione e poi di una fase di scarico dei prodotti di combustione in atmosfera ancora isocora.

Le fasi di scambio di calore con l'esterno sono qui supposte reversibili ma occorre precisare che, avvenendo a temperatura non costante, esse sono esternamente irreversibili.

Ciò significa che si ha, comunque si operi, una forte penalizzazione termodinamica rispetto al ciclo ideale di Carnot, così come

si è osservato a proposito del ciclo Rankine e Hirn.

Questo ciclo, come pure il ciclo Diesel e quello Joule-Bryton dei quali si parlerà fra poco, consente

la rigenerazione termica con maggiore facilità rispetto al ciclo a vapore.

Si osserva, infatti, che dopo la fase utile di espansione il fluido di lavoro (gas combusti) si trovano

ad una temperatura ancora sufficientemente elevata (variabile fra 300 e 450 °C) e quindi tale da

consentire un recupero energetico.

Il rendimento di questo ciclo può essere calcolato facilmente. Infatti si ha:

1 $\mathcal{D}\mathcal{A}$
 $\mathcal{B}\mathcal{C}$
 $\mathcal{Q}\mathcal{Q}\eta$

=

—

0 A
 B
 CDv
 p
 Q1
 Q2
 L+
 LESPANSIONE
 COMPRESSIONE
 SCOPPIO
 SCARICO
 RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

Figura 81: Ciclo Otto nel piano (p,v)

Per le due trasformazioni isocore si possono scrivere le relazioni:

$$Q_{\mathcal{D}\mathcal{A}} = c_v (T_{\mathcal{D}} - T_{\mathcal{A}})$$

$$(\)_{\mathcal{B}\mathcal{C}\mathcal{v}\mathcal{C}\mathcal{B}} Q = c T - T$$

ove, si ricordi, si ha la costanza dei calori specifici a volume costante perche l'aria standard e supposta comportarsi come un gas ideale. Sostituendo nell'espressione del rendimento si ha:

$$\frac{1}{\mathcal{C}\mathcal{B}} \frac{\mathcal{T}\mathcal{T}}{\mathcal{T}\mathcal{T}}$$

$$\eta = - -$$

— FISICA TECNICA INDUSTRIALE -
 VOL. 1° -
 TERMODINAMICA APPLICATA

134

AB
 CDc
 ombustione a
 volume costante
 Scarico a
 volume costante
 Lavoro di
 compressione
 Lavoro utile
 di espansione

s
 T

Figura 82: Ciclo Otto per motori a benzina

Questa espressione va bene da un punto di vista termodinamico ma non viene utilizzata in campo motoristico perche non evidenzia i parametri meccanici e costruttivi dei motori a scoppio. Definito il rapporto di compressione $r_v = v_A/v_B$ si puo scrivere per le due isoentropiche:

$$\frac{11\kappa}{\mathcal{B}\mathcal{C}\mathcal{A}\kappa} \frac{v}{\mathcal{A}\mathcal{D}\mathcal{B}} \frac{\mathcal{T}\mathcal{T}v}{r}$$

$T^{\tau}v$

-

$\square \square -$

$= = \square \square =$

$\square \square$

Pertanto applicando la regola dello scomponendo ai primi due rapporti e tenendo conto

dell'espressione del rendimento si ottiene la seguente relazione:

1

1

1 κ

v^{τ}

$$\eta_{-} = - (198)$$

I valori di rendimento che si ottengono normalmente sono compresi fra il 16 e il 24% e quindi

bassi rispetto ai valori ottenibili con un ciclo ideale di Carnot. Il rendimento del ciclo Otto cresce,

quindi, con il crescere del rapporto volumetrico. Purtroppo non possiamo avere valori elevati (di norma

questi variano fra 6 e 10 e nei motori da competizione si raggiunge 15÷17)

perché la temperatura a fine

fase di compressione, T_B , non può superare quella di autoaccensione delle benzine iniettate nel cilindro.

Oggi usiamo benzine additivate con benzene o altre sostanze (additivi quali il piombo tetraetile o

tetrametile erano utilizzate per le benzine non verdi ora messe al bando nella U.E.) capaci di innalzare il

punto di detonanza ma pur tuttavia, comprimendo contemporaneamente aria e vapori di benzina, non

si può andare oltre i limiti raggiunti.

Per superare il problema della detonazione si usano motori a benzina ad iniezione e quindi con

un concetto di funzionamento simile a quello dei cicli Diesel che comprimono inizialmente solo aria e

poi iniettano il gasolio mediante una pompa ad iniezione. I cicli reali Diesel e Otto risultano alquanto

modificati rispetto ai cicli ideali sopra indicati per varie ragioni fra le quali, si ricorda:

× Compressione ed espansione reali (politropiche) dei fluidi;

× Comportamento della miscela di gas diverso dall'aria standard e quindi con calori specifici variabili

alle varie pressioni e temperature;

× I prodotti di combustione presentano fenomeni di dissociazione ad elevate temperature;

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

135

× I fenomeni di accensione e combustione avvengono in intervalli di tempo non trascurabili e

quindi non istantanei;

× I cicli sono aperti e quindi con scambi di massa con l'esterno.

I cicli reali si allontanano molto da quelli ideali qui descritti, come indicato in Figura 83. Si osservi

come le fasi di riempimento e di svuotamento non sono più coincidenti (caso teorico) ma costituiscono una sorta di ciclo negativo (lavoro perso) prima per riempire il cilindro (depressione) e poi per svuotarlo (sovrappressione).

Le fasi di compressione e di espansione non sono più isoentropiche ma politropiche con indice n diverso da quello di adiabacità dell'aria standard ($k=1.4$) sia perché la trasformazione si allontana da quella ideale che per la diversa composizione dei gas di combustione rispetto alla miscela iniziale di aria e vapori di benzina. La fase di scoppio avviene non più istantaneamente (volume costante) bensì in un piccolo intervallo di tempo durante il quale, per effetto dello spostamento del pistone (anticipo all'accensione e posticipo di fine combustione) assume un andamento curvilineo.

La stessa osservazione si può fare per la fase di scarico che avviene a volume variabile. In definitiva il ciclo reale appare piuttosto deformato rispetto a quello ideale, inferiore di area. Pertanto il lavoro netto reale è inferiore (anche molto) rispetto a quello ideale.

O A

B

CD

v

p

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCOPPIO

SCARICO

RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

Figura 83: Ciclo Otto reale nel piano (p,v)

La forma del ciclo reale è detta a scarpetta e si intuisce come l'involuppo esterno (ideale) sia solo

una idealizzazione necessaria per lo studio termodinamico del ciclo Otto. Nei cicli reali si definisce la pressione media del ciclo come la pressione che moltiplicata per la cilindrata fornisce il lavoro netto reale.

Questa può essere calcolata facilmente per via grafica o numerica una volta noto il ciclo reale. Maggiori

dettagli sul ciclo Otto sono rimandati al corso di Macchine Termiche.

8.4.2 CICLO DIESEL

Uno dei motori più antichi è quello a gasolio basato sul ciclo Diesel di cui si parlerà fra breve. Si

tratta di motori endotermici caratterizzati da un numero di giri al minuto piuttosto basso (alcune

centinaia), dall'assenza di candele di accensione e dall'utilizzo di combustibile oleoso (che funge anche da

lubrificante) detto gasolio. Questo motore ha buoni rendimenti e relativa facilità d'uso.

E' usato prevalentemente per motori di potenza ad uso industriale, marino o terrestre nel campo dei trasporti su camion,... Oggi si e avuta una evoluzione automobilistica (diesel veloci) con un numero di giri elevato (5000÷6000 gpm) e con iniezione elettronica ad alta pressione che lo rende molto competitivo rispetto al motore a benzina. Il motore diesel non emette CO e quindi non risulta particolarmente pericoloso come quello a benzina.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
136

Va tuttavia tenuto conto anche degli aspetti negativi che il motore diesel presenta e cioe: potenza unitaria limitata e non suscettibile di rapidi aumenti, complessita notevole della macchina e quindi maggiori oneri di manutenzione, abbondante produzione di ossidi di azoto e di particolato.

Ciclo Termodinamico

Il ciclo Diesel e formato da due isoentropiche una isobara ed una isocora, come indicato in Figura

85. La fase di combustione avviene insufflando, ad alta pressione (oltre 100 bar e oggi si possono avere pressioni elevatissime fino ad oltre 2000 bar nei diesel common rail), gasolio nebulizzato in piccolissime goccioline nel cilindro ove si trova aria compressa nelle condizioni del punto B e quindi ad una temperatura di circa 900 °C, sufficiente per fare avvenire la combustione. Non occorre alcun dispositivo elettrico di accensione, come si ha nel motore a benzina, e la trasformazione avviene ad una pressione che si puo ritenere, almeno idealmente, costante poiche durante la combustione si ha un aumento di volume della camera di combustione per effetto del movimento del pistone. Pertanto la cessione di calore avviene a temperatura variabile e quindi la trasformazione e esternamente irreversibile.

0 A

B C

Dp

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCOPPIO

SCARICO

RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

Figura 84: Ciclo Diesel nel piano (p,v)

Il rendimento del ciclo Diesel si calcola facilmente applicando i concetti sin qui studiati. In

particolare si ha:

DAQ

1

BCQ

$\eta = -$

Il calore scambiato lungo la isobare e la isocora⁶⁹ vale:

$$Q_{BC} = c_p (T_C - T_B)$$

$$Q_{AB} = c_v (T_B - T_A)$$

Sostituendo nell'espressione del rendimento si ha, ricordando l'espressione del rapporto

adiabatico:

$$\left(\frac{T_C}{T_B}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_B}{T_A}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_C}{T_A}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_A}$$

—

⁶⁹ Si osservi che lungo la isocora vale la relazione $\delta q = du + pdv$ e quindi $\delta q = du$. Supponendo il fluido di lavoro

ideale vale ancora la relazione $\delta q = du = c_v dT$.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

137

Possiamo ora scrivere, per la trasformazione isoentropica AB:

$$p_B v_B^{\gamma} = p_A v_A^{\gamma}$$

$$v_B^{\gamma} = \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{\frac{1}{\gamma}} v_A^{\gamma}$$

$$v_B = \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{\frac{1}{\gamma \gamma}} v_A$$

$$v_B = r^{\frac{1}{\gamma}} v_A$$

$$r = \left(\frac{v_B}{v_A}\right)^{\gamma}$$

ove r è sempre il rapporto di compressione volumetrico $r_v = v_A/v_B$. Da questa relazione si deduce:

$$r = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\gamma}$$

$$\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^{\gamma} = \frac{1}{r^{\gamma}}$$

$$\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{1}{r}$$

$$\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^{\frac{1}{\gamma \gamma}} = \frac{1}{r^{\frac{1}{\gamma}}}$$

$$\left(\frac{v_B}{v_A}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{1}{r^{\frac{1}{\gamma}}}$$

$$r = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\gamma}$$

$$r^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$r = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\gamma}$$

$$r^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$r = \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{\gamma}$$

Per l'isobara che esprime il processo di combustione si può ancora scrivere:

$$c_p (T_C - T_B) = c_p (T_C - T_B)$$

$$c_p (T_C - T_B) = c_p (T_C - T_B)$$

$$T_C - T_B = T_C - T_B$$

$$v_C - v_B = v_C - v_B$$

$$=$$

Che si può scrivere nella forma:

$$c_p (T_C - T_B) = r c_p (T_C - T_B)$$

ove r è il rapporto di combustione definito dalla relazione:

$$r = \frac{c_p}{c_v}$$

$$r = \frac{c_p}{c_v}$$

$$r = \frac{c_p}{c_v}$$

$$r = \frac{c_p}{c_v}$$

$$= (199)$$

con i simboli di Figura 85. Per l'isoentropica CD si ha:

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$--- \left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$= \left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{v_D}{v_C}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

□ □ □ □ □

Ne segue, che per le precedenti relazioni si ha:

κ

c

$\mathcal{D}Bc$

v

r

$\mathcal{T}T r$

r

$-\square \square$

$= \square \square$

$\square \square$

AB

CD Combustione a

pressione costante

Scarico a

volume costante

Lavoro di

compressione

Lavoro utile

di espansione

S

T

Figura 85: Ciclo ideale Diesel

L'espressione del rendimento, sostituendo i valori delle temperature T_A , T_C e T_D , diviene:

η

$\left(\frac{T_D}{T_C} - \frac{T_A}{T_B} \right)$

$\frac{1}{1 - \kappa}$

$\frac{1 - \kappa}{\kappa}$

$\frac{r}{r_c}$

κ

r

$\eta =$

$1 - \frac{T_D}{T_C} - \frac{T_A}{T_B} \left(\frac{T_D}{T_C} - \frac{T_A}{T_B} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$

(200)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

138

Osservando questa espressione troviamo che a secondo membro si ha, escludendo la parentesi

quadra, il rendimento del ciclo Otto corretto da un rapporto (parentesi quadra) che dipende dal rapporto di combustione r_c .

A pari rapporto di compressione r_v il rendimento del ciclo Diesel e minore di quello Otto e questo

farebbe supporre una poca convenienza di questo ciclo, vedi Figura 86.

I rendimenti di questo ciclo sono elevati, rispetto ai cicli Otto, poiche si puo comprimere solo aria

nella fase AB evitando i fenomeni di autodetonazione delle benzine. In realta il pregio del ciclo Diesel

deriva dalla possibilita di iniettare gasolio nel cilindro dopo la fase di compressione AB e quindi senza

avere il pericolo della autodetonazione tipico delle benzine.

AB

CD Combustione a

pressione costante

Scarico a

volume costante

Lavoro di

compressione
Lavoro utile
di espansione

S

T Maggiore area del
ciclo Otto rispetto
al Ciclo Diesel a pari
compressione
Pari rapporto di
compressione

Figura 86: Confronto fra ciclo Otto e Diesel a pari rapporto di compressione

0 A

B

CDv

p

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCOPPIO

SCARICO

RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

c*

Figura 87: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari rapporto di compressione nel piano (p,v)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

139

AB

CD Combustione a
pressione costante
Scarico a
volume costante
Lavoro di
compressione
Lavoro utile
di espansione

S

T Maggiore area del
ciclo Diesel rispetto
al Ciclo Otto a pari
Temperatura massima
Pari temperatura
massima di ciclo

Figura 88: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari temperatura massima

0 A

B C

Dv

p

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCOPPIO

SCARICO

RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

Figura 89: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari temperatura massima nel piano (p,v)

Pertanto questo motore ha rapporti di compressione ben più elevati rispetto a quelli dei motori Otto e

in queste condizioni operative, quindi a pari temperatura massima raggiungibile dai materiali di

costruzione, si ha un rendimento maggiore, vedi Figura 88. Per avere un esempio concreto, oggi i

normali motori Otto hanno $r_v = 6 \div 10$ mentre i Diesel veloci hanno $r_v = 25 \div 50$. Si

osservi che il ciclo reale e ben distante da quello ideale qui considerato e il diagramma all'indicatore e una specie di scarpetta tutta interna al ciclo limite ideale. L'iniezione del gasolio e realizzata con pompe ad elevata efficienza con nebulizzatori molto efficaci alimentati da pressioni a monte di 130-180 bar. Nel caso di iniezione diretta con pompe ad alta pressione (common rail) si raggiungono circa 2500 bar. Di recente si sono sviluppati i cicli misti, cicli Sabathe, caratteristici dei diesel veloci. Si raggiungono 6000 g/m e anche piu ed hanno alti rendimenti. L'andamento di un ciclo Diesel reale nel piano di Clapeyron e dato in Figura 90.

Anche per questo ciclo si ha la scarpetta caratteristica dei cicli reali.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

140

0 A

B

CDv

p

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCARICO

RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO

COMBUSTIONE

Figura 90: Ciclo Diesel reale nel piano (p,v)

La fase di combustione avviene con un certo prolungamento dovuto all'azione degli iniettori. La

combustione iniziale e piu rapida (primo fronte di fiamma) mentre quella secondaria avviene con un

maggior tempo in funzione della quantita di combustibile da iniettare e della polverizzazione ottenuta

dagli iniettori. Con l'evolversi dei motori automobilistici la fase iniziale (primo fronte di fiamma) e divenuta

molto efficace e rapida tanto da suggerire l'evoluzione termodinamica verso il ciclo Sabathe.

8.4.3 CICLO SABATHE '

Il ciclo Sabathe si puo considerare una evoluzione del Diesel. Aumentando la velocita, infatti, la

fase di combustione non puo piu considerarsi a pressione costante perche la velocita del pistone e

parecchio elevata e quindi non si puo immaginare di esaurire la fase di iniezione del combustibile nella

sola vicinanza del punto morto superiore del moto del pistone.

0 A

B

CDv

p

Q1

Q2

L+

LESPANSIONE

COMPRESSIONE

SCOPPIO

SCARICO
 RIEMPIMENTO - SVUOTAMENTO
 Q1
 C*

Figura 91: Ciclo Sabathe nel piano (p,v)
 FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
 141

Si puo immaginare che all'inizio, vicino al punto morto superiore del pistone, si abbia una combustione che avviene a volume costante e poi in secondo tempo, con lo spostarsi del pistone, a pressione costante.

AB
 CD Combustione a volume cost ante
 Scarico a volume cost ante
 Lavoro di compressione
 Lavoro utile di espansione

S
 T
 E Combustione a pressione cost ante

Figura 92: Ciclo ideale Sabathe

In definitiva si ha l'andamento di Figura 92. In pratica il ciclo Sabathe si puo considerare un misto fra il ciclo Otto (nella fase iniziale) e il ciclo Diesel (in secondo tempo). Il rendimento del ciclo e dato dalla relazione:

$$\eta = 1 - \frac{Q_{CD}}{Q_{AB}} = 1 - \frac{c_p(T_D - T_C)}{c_p(T_B - T_A) + \int_{T_C}^{T_D} c_v dt}$$

$$\eta = 1 - \frac{T_D - T_C}{T_B - T_A}$$

Definiamo, con riferimento al ciclo di Figura 92, il rapporto delle pressioni r_p dato da:

$$r_p = \frac{p_B}{p}$$

Allora procedendo in analogia a quanto fatto per il ciclo Diesel ed esprimendo le temperature dei vari punti in funzione della temperatura T_B si ottiene l'espressione del rendimento termodinamico ideale:

$$\eta = 1 - \frac{p_c}{p} \frac{r_p^{\frac{1}{\gamma}}}{r_p^{\frac{1}{\gamma}}}$$

η -

- = -

- + -

Questa relazione ci dice che il rendimento del ciclo Sabathe e intermedio fra quello Otto (primo

rapporto a secondo membro) e Diesel (secondo rapporto a secondo membro).

Se si pone $r_c=1$ si ha la coincidenza

con il ciclo Otto e analogamente se si pone $r_p=1$ si ha la coincidenza con il ciclo Diesel.

I cicli diesel di seconda generazione, detti common rail, si avvicinano molto alle condizioni ideali di

Sabathe grazie all'elevata pressione usata per l'alimentazione con gli iniettori.

Si hanno pressioni elevatissime comprese fra 1200 e 2500 bar. Il combustibile viene posto

all'interno di un grosso cilindro comune (detto appunto common rail) che, a pressione elevatissima,

alimenta gli iniettori garantendo una elevata polverizzazione delle goccioline di gasolio e quindi una

combustione piu efficace e rapida.

L'elevata pressione consente anche una ripresa migliore del motore e quindi una migliore

brillantezza d'uso.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

142

8.4.4 COMBUSTIBILI UTILIZZATI DAI DIESEL

I Diesel possono utilizzare, nelle versioni industriali, diversi tipi di oli combustibili e quindi sia

frazioni leggere, come il gasolio, che frazioni pesanti.

Le caratteristiche delle frazioni leggere sono:

Proprieta Valori Unita di Misura

Densita 835÷870 Kg/m²

Viscosita a 40 °C 2.1÷13 CSt

Viscosita a 50 °C 1.1÷1.8 °E

Residuo Conradson (max) 6 %

Ceneri (max) 0.02 %

Acqua e sedimenti (max) 0.3 %

Zolfo 2.5 %

Potere Calorifico Inferiore 42.7 MJ/kg

Tabella 14: Proprieta dei frazioni leggere per Diesel

Le proprieta delle frazioni pesanti sono:

Proprieta Valori Unita di Misura

Densita 950÷990 Kg/m²

Viscosita a 38 °C 75÷120 °E

Residuo Conradson (max) 16 %

Acqua (max) 0.3 %

Ceneri (max) 0.03 %

Asfalteni (max) 4÷11 %

Zolfo (max) 1÷4 %

Potere Calorifico Inferiore 41 MJ/kg

Vanadio 100÷200% ppm

Sodio 20÷80% ppm

Tabella 15: Proprietà dei frazioni pesanti per Diesel

Si osservi che il residuo Conradson e le ceneri influiscono molto sullo sporco e sull'usura del motore. Il tenore di vanadio e di sodio influenza il grado di corrosione ad elevata temperatura e la formazione di depositi sulle valvole. Infine il tenore di zolfo influenza la corrosione nel motore e negli scambiatori di recupero termico dei gas di scarico. Le frazioni leggere possono essere usate nei diesel veloci ed automobilistici mentre le frazioni pesanti possono essere usate solo nei diesel lenti con opportune scelte di materiali (testate in ghisa).

8.5 IL CICLO JOULE - BRYTON

Negli aerei e nelle centrali di potenza di terra si utilizza il ciclo di Joule - Bryton. Questo è composto⁷⁰, con riferimento al ciclo ideale ad aria standard⁷¹, da due isobare e due isoentropiche, come indicato in Figura 93.

⁷⁰ Si rimanda ai corsi di Macchine per maggiori approfondimenti.

⁷¹ Si ricorda che un ciclo si dice ideale quando è formato da trasformazioni termodinamiche internamente reversibili. I

cicli a combustione (ciclo Otto, Diesel, Sabathe, Joule-Bryton) utilizzano aria come comburente e benzina o gasolio o petrolio

come combustibile. La combustione produce vari composti chimici detti gas di combustione e pertanto la composizione del

fluido di lavoro (inizialmente aria esterna) viene modificata. Poiché le caratteristiche termodinamiche complessive (calore

specifico, densità, costante di adiabaticità,....) non sono molto diverse da quelle dell'aria esterna allora si fa l'ipotesi

(ovviamente semplificativa) di fluido di lavoro con caratteristiche costanti e coincidenti con quelle dell'aria standard ossia

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

143

Lungo la trasformazione AB si ha una compressione (qui supposta ideale isoentropica) dell'aria

esterna fra la pressione p_A e la pressione p_B . La compressione viene effettuata in un compressore

rotativo alimentato dalla turbina (vedi dopo) e pertanto assorbe parte dell'energia prodotta dalla stessa turbina.

Nella trasformazione BC si ha la combustione di petrolio raffinato (detto JP, Jet Propeller)

all'interno di una camera di combustione toroidale. La combustione avviene a pressione costante

perché si ha fuoriuscita dei gas di combustione in modo continuo verso l'anello di distribuzione della

turbina di potenza. La trasformazione BC, anche se supposta internamente reversibile, è esternamente

irreversibile poiché si ha cessione di calore a temperatura variabile.

La trasformazione di espansione (sempre supposta ideale isoentropica) CD avviene in turbina ed è

proprio in essa che si ha la produzione di energia meccanica che serve in parte ad alimentare il compressore.

La differenza fra l'energia meccanica prodotta e quella assorbita dal compressore e l'energia utile che è possibile utilizzare esternamente al ciclo. La trasformazione isobara DA e di raffreddamento (anch'essa esternamente irreversibile) e può avvenire in uno scambiatore di calore (impianti fissi di terra) o in aria (impianti mobili aeronautici) cioè scaricando i prodotti di combustione nell'atmosfera esterna. Si osservi che avendo aspirato aria atmosferica con il compressore in A lo scarico equivale ad una cessione di calore all'ambiente esterno a pressione costante. In Figura 97 si ha la vista sezionata di una turbina di tipo aeronautico nella quale si possono vedere i componenti fondamentali del ciclo Joule - Bryton e cioè il compressore, a destra in primo piano, a cui segue la camera di combustione toroidale, al centro, e poi la turbina di potenza che, per questo tipo di motore, è seguita da un ugello di scarico che fornisce la spinta per far muovere gli aerei.

AB

CDc

ombustione a

pressione costante

Scarico a

pressione costante

Lavoro di

compressione

Lavoro utile

di espansione

S

T p1

L+ p2

LQ1

Q2

Figura 93: Ciclo Joule - Bryton con aria standard

Per gli impianti di terra si usano configurazioni impiantistiche meno compatte e con elevati

carichi di lavoro (heavy duty) tipicamente 8000 ore/anno. Il rendimento termodinamico del ciclo Joule -

Bryton si calcola facilmente ricordando che è:

$1 - \frac{T_B}{T_C}$

QQη

=

=

—

dell'aria supposta come fluido ideale e quindi con calori specifici costanti al variare della temperatura. Questa ipotesi semplifica

molto i calcoli termodinamici anche se è un po' lontana dalla realtà. Per quanto necessario nell'ambito di questo corso

possiamo accettare pienamente questa semplificazione senza perdita di generalità.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

144

Con riferimento ad aria standard per le due isobare si hanno le relazioni:

$$Q_{BC} = c_p (T_C - T_B)$$

$$\int_{A}^{B} p \, dV = c_p (T_B - T_A)$$

Pertanto il rendimento termodinamico vale:

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_D}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{p_A}{p_B}^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\eta = 1 - \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

–

Questa espressione può essere modificata definendo il rapporto delle pressioni r_p dato da:

$$r_p = \frac{p_B}{p_A}$$

$$= \left(\frac{T_B}{T_A}\right)^{\gamma}$$

$$= \left(\frac{T_D}{T_C}\right)^{\gamma}$$

$$= (201)$$

Per le due isoentropiche si possono scrivere le relazioni:

$$T_B = T_A r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_C = T_D r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$T_D = T_C r_p^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$= [202]$$

Applicando la regola dello scomponendo ai primi due rapporti e sostituendo il risultato

nell'espressione del rendimento si ottiene la relazione:

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_D}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

$$= 1 - \frac{T_A}{T_B}$$

Figura 94: Andamento del rendimento del ciclo Joule - Bryton e del Rapporto dei lavori

Da questa relazione si conclude che il rendimento del ciclo Joule - Bryton cresce al crescere del

rapporto delle pressioni. Sfortunatamente non possiamo comprimere a dismisura perché la temperatura

di fine fase compressione e poi di combustione non può andare oltre i limiti tecnologici dei materiali

utilizzati per la costruzione della camera di combustione e delle palette della turbina.

Con riferimento alla Figura 96 si osserva che aumentando il rapporto delle pressioni a pari T_{max} si

ha un restringimento dell'area del ciclo stesso. Quando i punti B e C coincidono

il ciclo si riduce ad una linea (BC) di area nulla ma di rendimento massimo (il ciclo diviene un ciclo di Carnot degenera).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

145

I-

L+

Q1

Q2

Compressione Espansione

Combustore

Raffreddamento

p1

p2

Turbina

Compressore

Figura 95: Layout del ciclo Joule - Bryton

AB

CD

temperatura massima di ciclo C'' C'

p1

p2

p4 p3

S

T Figura 96: Andamento del ciclo J-B

al variare del rapporto delle pressioni a

pari

T_{max}

Imponendo la condizione limite T_B = T_C si ha il rapporto massimo delle pressioni dato da:

()_{max}

1 k k

Cp

A

T_r

T

□ □ -

= □ □

□ □

(204)

Nel ciclo Joule - Bryton il rapporto dei lavori assume un ruolo importante

perche il lavoro di

compressione (negativo) non e piu trascurabile come avveniva nel ciclo Hirn.

Rapporto dei lavori e Backwork ratio

Poiche il lavoro prodotto dalla turbina:

$$L_{CD} = h_C - h_D \quad (205)$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

146

viene assorbito dal compressore in quantita pari a:

$$L_{-} = h_B - h_A \quad (206)$$

ne segue che il lavoro netto prodotto dal ciclo e dato dalla differenza:

$$L_{netto} = L_{CD} - L_{-} = h_C - h_D - h_B + h_A \quad (207)$$

In termini di temperatura, per aria standard, possiamo scrivere la precedente nella forma:

$$\left(\frac{1}{\eta_{pCD}}\right)_{\mathcal{L}} = c \frac{T_C - T_D}{T_C - T_D} \quad [208]$$

Si definisce Rapporto dei lavori il rapporto, come già detto in precedenza, fra il lavoro utile e il lavoro positivo della turbina:

$$\left(\frac{1}{\eta_{pCD}}\right)_{\mathcal{L}}$$

$$\left(\frac{1}{\eta_{pCD}}\right)_{\mathcal{L}} = \frac{L_{\text{utile}}}{L_{\text{positivo}}}$$

$$= \frac{L_{\text{utile}}}{L_{\text{positivo}}}$$

$$= \frac{L_{\text{utile}}}{L_{\text{positivo}}}$$

$$= \frac{L_{\text{utile}}}{L_{\text{positivo}}} = \dots$$

$$\dots [209]$$

Poiche per le due isoentropiche si espansione e compressione risulta:

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

$$T_C \eta_{pCD} = T_D$$

Pertanto la [209] diviene, tenendo conto anche della (204):

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$L T r$

$R L r$

$L T r$

—+

□ □

== -- == - □ □

□□ □□

(211)

Il rapporto dei lavori e massimo per $r_p=0$ mentre vale 0 quando $r_p=r_{p,max}$ come indicato in Figura 94.

In essa si puo anche osservare come il lavoro utile abbia un andamento parabolico con un valore massimo corrispondente interno al rapporto delle pressioni. Inoltre a pari r_p il rapporto dei lavori e tanto piu elevato quanto maggiore e il rapporto T_C/T_A fra la temperatura massima e quella minima del ciclo.

Si osservi che la temperatura minima T_A e, di solito, quella dell'ambiente esterno e quindi non controllata dal processo mentre la T_C e la temperatura massima che dipende dalla temperatura di combustione e dalla resistenza dei materiali utilizzati. Si tratta, quindi, di un limite tecnologico che varia nel tempo con il perfezionarsi della tecnologia dei materiali. Spesso e utile utilizzare il rapporto:

L

bwr

$L-$

+ = [212]

detto backwork ratio (rapporto del lavoro negativo). Procedendo come gia indicato in precedenza si ha:

$B A B A$

$C D C D$

$h h T T$

bwr

$h h T T$

== -- == --

--

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

147

Per la [210] si ha anche:

k^1

$A k$

P

C

T

$bwr r$

$T-$

= [213]

Pertanto il rapporto dei lavori e anche espresso dalla relazione:

$R L = 1 - bwr$ [214]

La [208] ci dice che il rapporto dei lavori e funzione di una differenza e che pertanto, escludendo i valori negativi, si ha una variabilita da un valore minimo (lo zero) ed uno massimo.

Figura 97: Ciclo Bryton in una turbina di tipo aeronautico

Possiamo, infatti, scrivere la [208] in modo opportuno:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{1}{r} \\ & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{r^3} \right) \\ & -\frac{6}{r^4} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

Tenendo conto della [202] si ottiene:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

[215]

Per trovare il massimo di RL occorre eguagliare a zero la derivata rispetto ad r_p e cioè:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

da cui si ha:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

148

ovvero:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \right) \right) \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{1}{r^2} \right) \\ & = \frac{2}{r^3} \end{aligned}$$

κ
 C_p
 P
 A
 T_r
 T

--- =

da cui si ricava:

$2(1)$
 κ
 C_p
 A
 T_r
 T

$\square \square -$
 $= \square \square$
 $\square \square$

e quindi, ricordando l'espressione (204) si ha:

$()$
 \max
 21
 κ
 C
 P
 A
 T_r

r
 T

$\square \square -$
 $= \square \square$
 $\square \square$

(216)

In Figura 94 si ha l'andamento del rendimento e della curva RL per un ciclo ideale ed assegnato

rapporto fra le temperature massima e minima di ciclo. Si può osservare che il rapporto ottimale è ben

diverso da quello massimo e che al crescere di questo rapporto oltre il valore ottimale aumenta il lavoro

negativo e quindi diminuisce il lavoro netto.

I cicli Joule - Bryton sono caratterizzati da uno sviluppo di grandi potenze con piccoli volumi di

impianto. In Figura 94 si ha un tipico andamento del rendimento e del rapporto dei lavori in un ciclo

ideale. Ciò è dovuto al fatto che, diversamente dai motori a scoppio (sia a benzina che diesel) essi

producono potenza in continuità.

I rendimenti vanno dal 25% al 35% a seconda del rapporto delle pressioni utilizzato e del

rapporto fra la temperatura massima e la minima del ciclo. Si tratta di valori lontani dai rendimenti dei

cicli a vapore (circa 40% e oltre nei moderni impianti) e pertanto la produzione di grandi potenze

elettriche è oggi sempre più delle centrali a vapore (sia tradizionali che nucleari) mentre i cicli a gas sono

considerati complementari ai cicli a vapore.

8.5.1 CICLI JOULE - BRYTON CON TRASFORMAZIONI NON ISOENTROPICHE

Si è già detto che i cicli che lavorano con rapporto dei lavori non vicini all'unità

sono caratterizzati da una forte sensibilità alle irreversibilità del sistema.

T_s
 AB
 CDB
 $'$

D'
 p
 A_p

Figura 98: Ciclo Joule Bryton con trasformazioni adiabatiche

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

149

Poiché il rapporto ottimale delle pressioni varia, di norma, fra 0.4 ÷ 0.6 si deve concludere che questo ciclo, diversamente dal ciclo Rankine o Hirn, soffre molto le irreversibilità del sistema, secondo quanto indicato in Figura 55. Studiamo allora il ciclo J-B assumendo che le trasformazioni di espansione in turbina e di compressione nel compressore non siano più ideali (isoentropiche) ma solamente adiabatiche (e quindi irreversibili), secondo quanto indicato in Figura 98. L'effetto delle trasformazioni adiabatiche può essere tenuto in conto mediante i rendimenti isoentropici di espansione e di compressione che sono indicati, rispettivamente, con η_{ie} ed η_{ic} .

Il rendimento termodinamico ideale η_{72} , cioè riferito ancora all'aria standard, è dato dal rapporto:

$$\frac{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}$$

$\eta =$

$$= \frac{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}$$

I rendimenti isoentropici sono dati dai rapporti:

$$\eta_{ic} = \frac{T_A}{T_B} = \frac{T_C}{T_D}$$

$$\eta_{ie} = \frac{T_D}{T_C} = \frac{T_B}{T_A}$$

Pertanto, sostituendo, si ottiene:

$$\eta = \frac{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}{(h_A - h_B)(h_C - h_D)}$$

$\eta =$

--==-[219]

e ancora:

() '1

1

1 C D i e C D i e C k

k

P

T T T T T

r

η η -

□ □

□ □ - == - = □ - □

□ □

□ □

[220]

Inoltre si ha:

1

1

1 1

k k

B B A p

A A i c

T T T r

T T η

-

= + - = + - [221]

Sostituendo le ultime tre espressioni in quella del rendimento si ottiene:

111

1 1

1 1

1

1 1

k

C k

i e k p

A k i c

p k

C k

p

A i c

T r

T r

T r

T

η η η η —

□ □

□ □ □ □ □ - □ - □ - □

□ □ □ □

= □ □

□ □

- - □ - □

□ □

[222]

che e l'espressione cercata del rendimento ideale per trasformazioni adiabatiche. Un confronto con la (203) relativa al ciclo ideale isoentropico ci dice che nelle nuove ipotesi il rendimento dipende dal rapporto delle temperature massima e minima (T_C/T_A), dal rapporto delle

pressione r_p e dai rendimenti isoentropici di espansione e di compressione.

In Figura 99 si ha l'andamento del rendimento reale per rapporti T_C/T_A pari a 3,5 e 5, con

$\eta_{ic}=0.82$, $\eta_{ie}=0.84$ e per il caso ideale. Al crescere del rapporto fra le temperature si ha un benefico effetto sul rendimento che tende verso quello ideale. L'effetto delle irreversibilita e ben visibile ed e piu marcato quanto minore e il rapporto delle temperature.

72 Si osservi che l'aver indicato trasformazioni adiabatiche al posto delle isoentropiche non ha del tutto reso reale il ciclo in esame. Non si stanno considerando, infatti, gli effetti di attrito interno nel moto dei fluidi e quindi le cadute di pressione. Inoltre le trasformazioni reali sono piu vicine alle politropiche che alle adiabatiche. Questi approfondimenti sono oggetto del Corso di Macchine.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

150

L'utilizzo di materiali ceramici sta oggi portando ad avere temperature di esercizio di 1300÷1500

°C in camera di combustione e in turbina⁷³ e pertanto il rapporto delle temperature piu realistico e pari a 5.

0 5 10 15 20 25 30 35

1

0.5

0

0.5

1

0.754

- 0.839

$\eta(r_p, 3.5)$

$\eta(r_p, 5)$

$\eta(r_p, 1)$

0.5 r_p 35

Figura 99: Rendimenti reali per T_C/T_A pari a 3.5 e 5 e ciclo ideale

Per le turbine di aereo si hanno due regimi di funzionamento: quello di regime normale ha

rapporto fra le temperature inferiore (minori sollecitazioni) mentre con funzionamento con post

bruciatore si ha un rapporto tendente a 5. Nelle turbine per impianti di terra il rapporto delle

temperature puo essere elevato sia per la maggior sicurezza delle installazioni fisse che per la

costruzione piu robusta delle turbine poiche il peso complessivo riveste minore importanza rispetto alle

turbine di aereo.

Rapporto dei lavori per cicli non isoentropici

Il rapporto dei lavori per il ciclo non isoentropico di Figura 98 e dato dalla relazione:

$$\left(\frac{L}{c_p} \right)_{nc} = c_p (T_3 - T_4) - T_3 - T_4$$

In base a quanto detto per le trasformazioni adiabatiche di espansione e compressione si puo

ancora scrivere:

1
 $1 \ 1$
 k
 $A k$
 $n p i e C k p$
 $k i c$
 p
 $T L$
 c
 T
 $r r$

η
 $\eta -$
 $\square \square \square \square$
 $\square \square \square \square \square \square = \square \square - \square - \square - \square \square$
 $\square \square \square \square \square \square \square \square \square$
 [223]

Il rapporto ottimale delle pressioni si determina ancora derivando rispetto ad r_p ed eguagliando a zero. Si ottiene così:

$() ()$
 \max
 $2 \ 1$
 $k k$
 c
 $p \text{ ott } i e i c p i e i c$
 A
 $T r$
 r
 T

$\eta \eta \eta \eta$
 $\square \square -$
 $= \square \square =$
 $\square \square$
 [224]

Pertanto, essendo il prodotto dei due rendimenti isoentropici (ciascuno minore di 1) minore di ciascuno di essi, ne deriva che il rendimento ottimale reale diminuisce ulteriormente rispetto a quello ideale. Le irreversibilità dovute all'allontanamento dalle condizioni ideali di isoentropicità comportano un pesante riduzione sia del rendimento che del rapporto ottimale delle pressioni.

⁷³ Nella turbina di espansione l'organo più sollecitato è il distributore del primo anello che è attraversato dai prodotti di combustione alla temperatura più elevata.

151
8.5.2 CICLI JOULE - BRYTON RIGENERATIVI

Se consideriamo ancora il ciclo ideale di Figura 93 si può osservare come le temperature di uscita dalla turbina siano più elevate di quella di fine compressione. Nasce quindi l'idea di potere in parte rigenerare, nel senso già descritto per il ciclo Hirn, il ciclo trasferendo parzialmente calore dalla fase di raffreddamento⁷⁴ DA alla fase di riscaldamento BC, come illustrato nella Figura 112. In questo caso il calore trasferito lungo la fase di

raffreddamento DF viene ceduto al fluido in riscaldamento lungo la fase BE, come illustrato nella Figura 101.

Il layout del ciclo così modificato è riportato nella Figura 102: uno scambiatore di calore posto in uscita dalla turbina provvede a preriscaldare i gas compressi prima dell'immissione in camera di combustione.

Il calore ceduto per riscaldamento (EC) è ora in quantità minore rispetto al ciclo ideale senza rigenerazione (BC) con beneficio sul rendimento termodinamico del ciclo che ora possiamo scrivere nella forma:

$$\eta = \frac{1 - \left(\frac{T_D}{T_E}\right)}{1 - \left(\frac{T_C}{T_A}\right)}$$

$$\eta = \frac{T_D - T_E}{T_C - T_A} \quad [225]$$

avendo posto, come si può osservare dalla Figura 100, $T_D = T_E$.

Il secondo membro di questa relazione si può ancora scrivere, per quanto osservato per la [209] e tenuto conto della (211):

$$\eta = \frac{1 - \left(\frac{T_C}{T_A}\right)}{1 - \left(\frac{T_C}{T_A}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left(\frac{p_A}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad [226]$$

T_s
 AB
 CD_p
 A_p
 BEF

Figura 100: Rigenerazione termica in un ciclo J-B ideale

Pertanto il rendimento di un ciclo rigenerativo non dipende più dal solo rapporto delle pressioni r_p

ma anche dal rapporto delle temperature minima e massima T_A/T_C .

Per $r_p \rightarrow 1$ il rendimento del ciclo rigenerativo tende a quello ideale di Carnot, ($1 -$

T_A/T_C) e quindi

il rendimento η diviene tanto maggiore quanto minore è il rapporto delle pressioni.

⁷⁴ Nei cicli aeronautici e spesso in quelli fissi di terra la fase DA di raffreddamento è sostituita con lo scarico dei prodotti combusti in aria. L'isobara p_A è quella ambiente e il calore di scarico è ceduto all'aria ambiente. Il ciclo si

ricostituisce riprendendo dallo stesso ambiente aria fresca nelle condizioni A.

CDp
Ap
BEF

CALORE DI RIGENERAZIONE

Figura 101: Ciclo rigenerativo con l'evidenziazione del calore trasferito

In Figura 103 si ha la rappresentazione del rendimento del ciclo J-B ideale con rigenerazione per

due valori del rapporto delle temperature. Nella stessa figura e riportato l'andamento del rendimento

del solo ciclo ideale. Si osservi come le curve con rigenerazione termica incontrino la curva senza

rigenerazione in corrispondenza del rapporto delle pressioni dato dalla relazione:

$\frac{T_1}{T_2}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

ovvero per il valore:

$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{r}}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

$\frac{1}{r}$

Questo valore del rapporto delle pressioni e il limite massimo a cui si puo pensare di applicare la rigenerazione termica. Per questo valore la temperatura dell'aria in uscita dalla turbina eguaglia quella in uscita dal compressore.

CC

T

CABB

E C

CDDF

A

Figura 102: Layout di un ciclo Joule Bryton ideale con rigenerazione

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

153

0.5

10

15

20

0.2

0.4

0.6

0.8

110

η_{rp}

$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{r}}$

η_{rrp}

13.5

,

□□□

□

□□

η r r p

15,

□□□

□

□□

0 r p 20

Figura 103: Andamento del rendimento del ciclo J-B ideale rigenerato e del ciclo ideale

Ciclo J-B con trasformazioni non isoentropiche e rigenerazione termica

Se adesso facciamo riferimento al ciclo Joule Bryton con trasformazioni adiabatiche ed

applichiamo i concetti di rigenerazione termica otteniamo la situazione di Figura 104.

Ts

AB

CDA

,

C'

p

Ap

BF

E Figura 104: Ciclo reale J-B

con rigenerazione termica

In Figura 105 si ha l'evidenziazione delle aree di scambio per il recupero termico. Si osservi che in

questo caso i punti finali dello scambio termico, indicati con E ed F, sono diversi da quelli teorici

E' e F', perche negli scambiatori reali occorre sempre prevedere una differenza di temperatura per

avere un flusso termico positivo. Cio deriva dal 2° principio della Termodinamica.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

154

Ts

AB

CDA

,

C'

p

Ap

BE DT1

DT2

EF

E'

F'

Figura 105: Ciclo rigenerativo reale con aree di scambio

Si vedra in Trasmissione del Calore, che si definisce efficienza di uno scambiatore di calore ε il

rapporto fra il calore realmente scambiato nelle condizioni di esercizio e il calore teorico massimo che si

potrebbe scambiare con una superficie infinita dello scambiatore di calore.

Supponendo, come di regola si

fa, che lo scambiatore di calore sia del tipo a controcorrente⁷⁵, allora l'efficienza

di scambio risulta data dal rapporto:

()

()

Calore_Reallymente_Scambiato

Calore_Teoricamente_scambiabile

$\frac{ff}{j}$

$p u i$

Freddo $E B$

$p i c i D B$

$c T T T T$

$c T T T T$

ϵ

$= = - - = -$

--

[228]

Il rendimento termodinamico del ciclo rigenerato reale e dato, con il simbolismo di Figura 104,

da:

() () $C D B A$

$C E$

$T T T T$

$T T$

$\eta -$

--

=-

[229]

Possiamo ulteriormente sviluppare i calcoli relative alle differenze di temperature tenendo conto sia dell'efficienza di scambio termico che dei rendimenti isoentropici di espansione e di compressione.

Risulta infatti che per il riscaldamento si ha:

() () $C E C B B E T - T = T - T + T - T$

da cui:

() () $C E C B D B T - T = T - T - \epsilon T - T$

Tenendo conto che:

⁷⁵ Si intende per controcorrente una disposizione geometrica delle superfici di scambio tali che il flusso del fluido caldo

sia parallelo ma in direzione opposta rispetto al flusso della corrente fredda. Si pensi a due cilindri concentrici nei quali si fa

scorrere il fluido caldo nel cilindro interno da sinistra verso destra, mentre il fluido freddo scorre nell'intercapedine fra i due

cilindri ma da destra verso sinistra. Questa configurazione geometrica, si vedra, e la migliore che si possa avere ed e

considerata come riferimento per tutte le altre configurazioni geometriche che, pur risultando piu pratiche dal punto di vista

costruttivo, hanno una efficienza minore di quella a controcorrente pura.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

155

$T_D - T_B = T_D - T_C + T_C - T_B$

si ha ancora:

(1) () () $C E C B C D T - T = -\epsilon T - T + \epsilon T - T$

Pertanto la [229] si può scrivere:

$() ()$

$(1)() ()$

$CDBA$

$CBCD$

$T'T'T'$

$T'T'T'$

$\eta\varepsilon$

ε

==

- + - [230]

Utilizzando ora le espressioni dei rendimenti isoentropici [218] si ottiene:

$()$

1111

$1 1$

$1 1$

$1 1$

$1 1 1 1$

k

Ck

$ie kp$

$Akic$

pk

CkC

$piek$

$AieAk$

p

$T'r$

$T'r$

$T'T$

r

$T'T$

r

$\eta\eta\eta\varepsilon$

$\varepsilon\eta$

η

$\square \square$

$\square \square \square \square \square - \square - \square - \square$

$\square \square \square \square$

$= \square \square$

$\square \square$

$\square \square \square \square \square - \square - \square - \square \square + \square - \square$

$\square \square \square \square \square \square$

$\square \square$

[231]

In Figura 106 si ha l'andamento del rendimento di un ciclo J-B reale nelle ipotesi di rapporti delle temperature pari a 3.5 e 5 e con efficienza di scambio termico 0.85. Nella stessa figura è riportato l'andamento di un ciclo J-B ideale. In Figura 107 si hanno le stesse curve messe a confronto per due valori dell'efficienza degli scambiatori di calore pari a 0.8 e 0.7. La [231] ci dice che il rendimento di un ciclo reale con rigenerazione termica dipende ancora dal

rapporto delle pressioni t_p e dal rapporto fra le temperature massima e minima di ciclo ma dipende anche (e fortemente) dai rendimenti isoentropici di espansione e compressione e dall'efficienza degli scambiatori di calore.

Si osservi come il rendimento si annulli per $r_p \rightarrow 1$

0 2 4 6 8 10 12 14 16

0 0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0.6

0

$\eta(r_p, 3.5)$

$\eta(r_p, 5)$

$\eta_{trp}()$

0.8 r_p 15

Figura 106: rendimento di un ciclo JB reale rigenerato con vari rapporti T_c/T_A ed

$\varepsilon=0.85$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

156

0 2 4 6 8 10 12 14 16

0

0.1

0.2

0.3

0.4

0.5

0.6

0

$\eta(r_p, 3.5, 0.8)$

$\eta(r_p, 5, 0.8)$

$\eta(r_p, 3.5, 0.7)$

$\eta(r_p, 5, 0.7)$

$\eta_{trp}()$

0.8 r_p 15

Figura 107: Rendimento di un ciclo JB reale rigenerato con vari rapporti T_c/T_A ed

$\varepsilon=0.8$ ed $\varepsilon=0.7$

Inoltre il rendimento con rigenerazione reale mostra un valore massimo per valori del rapporto

delle pressioni inferiore a quello ottimale reale dato dalla [224].

Pertanto la scelta del rapporto delle pressioni di lavoro viene effettuato, nel caso di rigenerazione

termica in cicli J-B reali, con considerazioni diverse da quelle fatte in precedenza.

Inoltre si deve osservare che nel caso di rigenerazione termica in un ciclo reale il rapporto dei lavori

dato dalla [223] non fornisce più indicazioni complete sugli effetti dell'irreversibilità perché in quella

relazione non si tiene conto del comportamento non ideale dello scambiatore di

calore e quindi della
sua efficienza termica ϵ .

8.5.3 IMPIANTI DI TERRA CON TURBINE A GAS HEAVY DUTY

Negli impianti di terra si vuole ottenere dal ciclo Joule - Bryton la massima potenza senza avere il problema del peso da trasportare.

Pertanto negli impianti fissi si hanno layout che favoriscono gli scambi termici (combustori

esterni ottimizzati) e si possono anche avere cicli rigenerativi con scambi multipli con raffreddamenti

intermedi in fase di compressione e riscaldamenti in fase di espansione, come illustrato in Figura 108.

Si possono anche usare anche più raffreddamenti intermedi nella fase di compressione (cicli con intercooler) e più riscaldamenti intermedi nella fase di espansione in turbina (cicli ad espansione multipla).

In questi cicli occorre inserire tanti scambiatori di calore intermedi quante sono le interruzioni

delle fasi di compressione e di espansione.

Si rinvia ai testi specializzati per ulteriori approfondimenti.

In Figura 109 si ha una rappresentazione di impianti a gas di terra: a sinistra si può osservare il

combustore (ora esterno alla turbina) e a destra si ha una vista di una turbina a più stadi accoppiata ad

un compressore sullo stesso albero motore.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

157

Ts

AB

CDp

Ap

BEF

GH Figura 108: Andamento di un ciclo J-B

reale con intercooler

Figura 109: Impianti a gas di terra

8.5.4 COMBUSTIBILI UTILIZZATI DALLE TURBINE A GAS

Negli impianti di terra le turbine a gas sono nate per bruciare gas naturale ma l'evoluzione

tecnologica porta oggi all'uso anche di combustibili gassosi di altro tipo ed anche liquidi purché

sottoposti a trattamenti di depurazione particolari.

Le caratteristiche medie dei combustibili gassosi sono le seguenti:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

158

Proprietà Valori Unita di Misura

Piombo < 0.02 ppm

Vanadio <0.01 ppm

Sodio <0.024 ppm

Polveri < 25 Mg/Nm³

Zolfo <0.5 %

Potere Calorifico Inferiore 12.5÷35.5 MJ/Nm³

Tabella 16: Proprietà dei combustibili gassosi per turbine a gas

Per i combustibili liquidi si hanno le seguenti proprietà:

Proprietà Valori Unità di Misura

Viscosità 3÷20 cSt

Densità <875 Kg/m³

Residuo Conradson <0.2 %

Acqua < 0.1 %

Zolfo <0.5 %

Potere Calorifico Inferiore >24 MJ/Nm²

Ceneri <0.01 %

Vanadio < 0.5 ppm

Sodio <0.5 ppm

Tabella 17: Proprietà dei combustibili liquidi per turbine a gas

Per combustibili aventi caratteristiche diverse da quelle sopra indicate occorre prevedere turbine

opportunamente modificate. Nel caso di combustibili gassosi non devono essere presenti fasi liquide.

I combustibili pesanti possono richiedere un preriscaldamento per rendere possibile sia la

nebulizzazione che il pompaggio. I metalli vanno separati mediante trattamento di separazione

elettrostatica, lavaggio e centrifugazione (per il sodio) e l'aggiunta di additivi neutralizzanti (per il

vanadio). Nel caso di funzionamento con olio pesante occorre prevedere una fermata ogni 400÷1000

ore per l'eliminazione delle ceneri ed il lavaggio con acqua calda.

8.5.5 POSSIBILITÀ DI COGENERAZIONE DELLE TURBINE A GAS

Tipicamente per una turbina a gas si hanno le percentuali di energia indicate in Figura 110.

L'elevata percentuale di energia nei gas di scarico (67%) lascia intravedere forti possibilità di

recupero energetico a temperature variabili fra 400 e 550 °C e quindi ancora interessanti

impiantisticamente.

Gs di scarico

Olio Raffreddamento

Lavoro Utile

Figura 110: Bilancio energetico per una turbina a gas

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

159

CICLO A GAS CICLO A VAPORE

Compressore

Turbina a gas

Combustore

Caldaia a recupero

Turbina a vapore

Pompa

Condensatore

Combustore

Figura 111: Ciclo combinato a gas e a vapore

Naturalmente occorre evitare che la temperatura finale dei gas di scarico scenda al di sotto dei

120÷140 °C per evitare il pericolo di condensazione dell'acqua acida.

Le possibilità di cogenerazione delle turbine a gas possono essere schematizzate nelle seguenti:

×Recupero termico per uso diretto di processo;

×Produzione di fluidi termovettori (ad esempio per il teleriscaldamento)

×Ciclo combinato turbina a gas - turbina vapore.

Il rapporto $C = E_T/E_E$ può variare nell'intervallo 1.7÷3.5 per turbine a semplice recupero. La

produzione di acqua calda surriscaldata o anche di vapore per teleriscaldamento urbano lascia

intravedere interessanti sviluppi per questo tipo di impianti. In Figura 111 si ha lo schema di impianto

per un ciclo combinato gas- vapore con caldaia a recupero per la produzione del vapore acqueo da

inviare nella turbina a vapore (che può essere a condensazione, a derivazione, a spillamento o in

contropressione a seconda delle esigenze impiantistiche). In Figura 112 si ha lo schema di ciclo

combinato con la possibilità di recupero termico e produzione di vapore. Si possono pensare diverse

applicazioni dei cicli combinati negli impianti di termovalorizzazione dei RSU. Infatti, si può gasificare

i RSU, alimentare un impianto a gas e poi produrre acqua calda surriscaldata per alimentare una rete di

teleriscaldamento. Una applicazione del genere è realizzata nel comune di Brescia per la centrale di

alimentazione del teleriscaldamento urbano.

CICLO A GAS

Compressore

Turbina a gas

Combustore

Caldaia a recupero

Combustore

SEZIONE DI COGENERAZIONE

UTENZA TERMICA

Figura 112: Ciclo combinato turbina a gas - vapore

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

160

8.6 LA MACCHINA DI CARNOT A CICLO INVERSO

Nelle applicazioni di climatizzazione degli ambienti sono molto utilizzate le macchine frigorifere a

ciclo inverso e pertanto si vuole qui fornire un breve accenno a questa problematica. Una macchina di

Carnot che operi ciclicamente in senso orario, nel diagramma di Figura 13 a sinistra, produce lavoro

positivo, cioè opera in modo diretto assorbendo calore dal serbatoio caldo trasformandolo in lavoro e

poi cedendo il restante calore al serbatoio freddo.

La stessa macchina può operare anche in senso inverso: assorbe calore dal serbatoio freddo e lavoro

dall'esterno per riversare calore nel serbatoio caldo. In pratica si ha un funzionamento tipico del ciclo frigorifero

con il quale si raffreddano i corpi a spese di energia esterna. Questi cicli sono utilizzati sia per

applicazioni industriali che civili.

Nel caso della climatizzazione ambientale questi cicli sono alla base delle macchine di

refrigerazione dell'acqua per il condizionamento estivo e per le pompe di calore

(vedi nel prosieguo) nelle quali l'effetto utile considerato non è il calore sottratto al serbatoio freddo (evaporatore) bensì quello ceduto al serbatoio caldo (condensatore).

Ai fini di un più corretto utilizzo delle fonti energetiche la pompa di calore rappresenta un

esempio positivo da seguire poiché consente di riequilibrare, quasi, le perdite di trasformazione di

energia chimica in energia elettrica (nelle centrali ENEL) e da energia elettrica in energia termica

(normali stufe).

SERBATOIO

CALDO

SERBATOIO

FREDDO

T1

T2

Q2

Q1

L Figura 113: Ciclo inverso

In Figura 113 è data una rappresentazione schematica di quanto appena detto.

Per il ciclo frigorifero

si definisce un coefficiente di effetto utile dato dal rapporto :

$$\frac{Q_2}{L}$$

$$= \epsilon$$

[232]

Mentre per la pompa di calore si definisce il COP (Coefficient of Performance):

$$\frac{Q_1}{L}$$

$$= COP$$

$$= \epsilon + 1$$

[233]

Risulta il seguente bilancio energetico per il sistema termodinamico della stessa Figura 113:

$$Q_1 = Q_2 + L \quad [234]$$

e pertanto risulta:

$$COP = \epsilon + 1 \quad [235]$$

Per la macchina di Carnot risulta essere $\epsilon > 1$ e quindi $COP > 2$. Per le macchine a ciclo inverso

reali si ha $\epsilon > 1$ se il lavoro viene fornito dall'esterno sotto forma meccanica (cicli a compressore).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

161

8.7 MACCHINA FRIGORIFERA A COMPRESSIONE DI VAPORI

Il ciclo inverso di Carnot non può essere utilizzato nelle applicazioni pratiche in quanto ciclo ideale

e pertanto si utilizza un ciclo detto a compressione di vapori saturi.

I vapori saturi (cioè vapori in presenza del proprio liquido) hanno la

caratteristica di subire le

trasformazioni di cambiamento di fase (ebollizione e condensazione) a

temperatura e pressione

costante. Proprio l'aver le trasformazioni a temperatura costante ha dato

l'idea di utilizzare questi fluidi nelle macchine termiche (cicli a vapore e cicli frigoriferi a compressione). In Figura 114 ne è data una rappresentazione schematica. Seguendo lo schema di impianto della stessa figura si ha la compressione del gas (trasformazione CD) poi la condensazione (DA), la laminazione (AB, si tratta di un'applicazione dell'effetto JouleThompson) e quindi l'evaporazione (BC). La fase frigorifera è data dall'evaporazione lungo BC, mentre la fase di riscaldamento per il funzionamento a pompa di calore è data lungo la DA. L'energia esterna è fornita mediante il compressore (trasformazione CD) ed è la fase pagante del ciclo. Per la definizione del coefficiente di effetto utile e del COP si rimanda alle relazioni già indicate in precedenza.

AB

C B

CD

D E A

EVAPORATORE

CONDENSATORE

LAMINATORE

COMPRESSORE

Q₂

Q₁

Figura 114: Ciclo inverso a compressione di vapori saturi

Nel piano di Gibbs si ha la rappresentazione di Figura 115. Si osservi che la laminazione

isoentalpica (AB) non è reversibile.

Inoltre si sono rappresentate trasformazioni reversibili di compressione.

Volendo considerare

trasformazioni reali si avrebbe l'andamento della Figura 116.

La compressione CD è ora ad entropia crescente per effetto dell'irreversibilità.

Ciò comporta un

innalzamento del punto D e un maggior carico per il condensatore che deve smaltire più calore per

desurriscaldare (tratto DE) e condensare (tratto EA) il fluido frigorigeno.

Per i cicli inversi non si può definire un rendimento di trasformazione bensì una efficienza data

dal rapporto:

$\overline{\text{Effetto Ottenuto}}$

$\overline{\text{Energia Spesa}}$

$\varepsilon =$

Si possono avere due definizioni di effetti utili a seconda che ci si ponga dal lato della produzione

del freddo (quindi l'effetto utile è Q_2) o dal lato della produzione del caldo (e l'effetto utile è Q_1).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

162

AB

C
 DE
 Q1
 Q2
 L
 EVAPORATORE
 CONDENSATORE
 COMPRESSORE
 LAMINAZIONE
 s
 TZ
 ONA DEI VAPORI SATURI

Figura 115: Ciclo frigorifero a compressione nel piano (Ts)

Nel primo caso, funzionamento frigorifero, si ha il coefficiente di effetto utile frigorifero dato dal rapporto:

$$\frac{Q_2}{L} = [236]$$

AB
 C
 DE
 Q1
 Q2
 L
 EVAPORATORE
 CONDENSATORE
 COMPRESSORE
 LAMINAZIONE
 s
 TZ
 ONA DEI VAPORI SATURI

Figura 116: Ciclo frigorifero reale con compressione adiabatica

Nel secondo caso, funzionamento a pompa di calore, si definisce il coefficiente di effetto utile termico (detto anche COP, Coefficient of Performance) dato dal rapporto:

$$\frac{Q_2}{L} = [237]$$

Poiché dal bilancio globale, a regime stazionario, della macchina termica di Figura 114, deve essere:

$$Q_2 = Q_1 + L [238]$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

163

allora possiamo dire che:

$$\frac{Q_2}{L} = \frac{Q_1 + L}{L} = \frac{Q_1}{L} + 1 [239]$$

Pertanto nel funzionamento del ciclo inverso a pompa di calore il coefficiente di effetto utile termico risulta, almeno teoricamente, maggiore di 1 rispetto al coefficiente di

effetto utile frigorifero. In effetti nel funzionamento a pompa di calore si ha il contributo anche del lavoro L impegnato nel ciclo.

Quest'ultima osservazione rende interessante l'uso dei cicli inversi anche per

applicazioni

termiche: ad esempio, per il riscaldamento degli edifici si può utilizzare con più congruenza energetica

la macchina a pompa di calore ottenendo, per ogni kW di potenza impegnata nel compressore, ϵ' kW di potenza termica resa.

Nei casi concreti l'efficienza della macchina a ciclo inverso dipende da quella delle batterie di

scambio del condensatore e dell'evaporatore. Poiché questa efficienza è maggiore quando il fluido di

scambio è in forma liquida, rispetto al caso di scambio fra gas, allora si hanno, per le applicazioni

impiantistiche usuali, le seguenti tipologie di macchine:

TIPOLOGIA DI SCAMBIO EFFICIENZA FRIGORIFERA

Acqua - Acqua 3÷5

Acqua - Aria 3÷4

Aria - Acqua 3÷4

Aria - Aria 1.5-3.0

Tabella 18: Efficienze frigorifere per varie tipologie di scambio

Nella precedente tabella la dizione Acqua - Acqua si intende per fluido di lavoro acqua

nell'evaporatore e acqua nel condensatore, cioè si tratta di un frigorifero che raffredda acqua e che è

raffreddato (al condensatore) con acqua. Analoghe considerazioni vanno fatte per le altre tre

configurazioni di scambio.

Si osservi come lo scambio Acqua - Acqua sia molto efficiente e che è, quindi, impiantisticamente

conveniente. Purtroppo per questi tipi di scambio occorre avere anche acqua a ciclo continuo per la

refrigerazione al condensatore, cosa non sempre possibile.

Pertanto si usano spesso macchine con raffreddamento ad aria e cioè con condensatori nei quali

il fluido frigorifero è raffreddato con scambio con aria ambiente mediante ventole per la circolazione

forzata. Data la limitatezza del Corso non si possono approfondire tutti gli aspetti impiantistici dei cicli

frigoriferi. La Tecnica del Freddo si interessa con il dovuto approfondimento di questi argomenti e ad essa

si rimanda per altre informazioni.

Va qui detto che spesso si utilizzano cicli a compressione multipla, come indicato in Figura 117,

per evitare il raggiungimento di temperature elevate a fine fase compressione.

Il raffreddamento intermedio (intercooler) consente di ottenere una temperatura finale, dopo il

raggiungimento della pressione del condensatore, notevolmente inferiore rispetto al caso di

compressione unica.

La fase di laminazione penalizza il ciclo frigorifero perché riduce la fase utile di evaporazione BC.

Allora si può utilizzare la tecnica del sottoraffreddamento dopo il condensatore

in modo che il punto finale di laminazione si sposti verso sinistra e quindi la fase BC si incrementi. In Figura 118 si ha un esempio di sottoraffreddamento: il punto finale B è ora più spostato a sinistra rispetto al punto B' senza sottoraffreddamento. Il guadagno di effetto utile è pari ad $r \cdot \Delta x_{BB'}$ dove r è il calore di vaporizzazione del fluido frigorifero e $\Delta x_{BB'}$ è la differenza di titolo fra i punti B' e B. Poiché il sottoraffreddamento richiede che la temperatura all'uscita dal condensatore sia inferiore rispetto a quella del punto A, si rende necessario avere un fluido di raffreddamento a temperatura inferiore a quella corrispondente al punto F.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

164

AB
C
DE
Q1
Q2
L
EVAPORATORE
CONDENSATORE
COMPRESSORE
LAMINAZIONE
s
TZ
ONA DEI VAPORI SATURI
F

Figura 117: Ciclo frigorifero con compressione multipla

Cio non è sempre facile se, ad esempio, si usa il raffreddamento con aria ambiente perché non si può controllarne il valore.

Pertanto si utilizzano forme di scambio intermedie, ad esempio surriscaldando il fluido a fine fase evaporazione a spese del calore sottratto al fluido da sottoraffreddare, come illustrato in Figura 119.

AB
C
D
Q1 E
Q2
L
EVAPORATORE
CONDENSATORE
COMPRESSORE
LAMINAZIONE
s
TZ
ONA DEI VAPORI SATURI
F
B'

Figura 118: Ciclo frigorifero con sottoraffreddamento prima della laminazione. Il layout corrispondente a queste modifiche è facilmente desumibile dall'esame delle fasi

costituenti il ciclo inverso. I frigoristi usano spesso un piano di lavoro diverso dal (T,s) o (h,s) prima visti e più precisamente il piano (h,p) del tipo raffigurato in Figura 120.

Questo piano ha le pressioni in ordinate e le entalpie in ascisse. La curva di Andrews e del tipo segnato in Figura 120.

Su questo piano il ciclo a vapori saturi si traccia facilmente. Fra le due isobare p_1 e p_2 si traccia la

isoentalpica di laminazione DE, poi la fase di evaporazione EA, quindi la compressione AB a cui segue

la fase di desurriscaldamento BC e condensazione CD.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

165

AB

C

D

Q1 E

Q2

L

EVAPORATORE

CONDENSATORE

COMPRESSORE

LAMINAZIONE

s

TZ

ONA DEI VAPORI SATURI

F

B'

D'

C''

C'

Figura 119: Ciclo frigorifero con sottoraffreddamento e surriscaldamento

AB

D C

Ehp p1

p2

h h h

D A B

s

Figura 120: Ciclo frigorifero nel piano (h,p)

Oltre alla comodità di tracciamento sopra vista questo piano offre un facile modo di calcolare

l'efficienza frigorifera.

Infatti si ha, con riferimento alla stessa figura:

$\frac{2AE}{BA}$

$\frac{Q_1}{L}$

$\frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2}$

$\frac{L}{h_1 - h_2}$

$\epsilon = \frac{Q_1}{L} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2}$

—C

he a scala grafica e dato dal rapporto dei segmenti rappresentativi sull'asse delle ascisse. Nel

proseguo si vedranno i diagrammi (h,p) per i fluidi di lavoro più utilizzati nelle applicazioni

frigoristiche.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

166

8.7.1 IMPIANTI FRIGORIFERI

Gli impianti frigoriferi e in generale la Tecnica del Freddo rivestono oggi un'importanza

fondamentale nella vita moderna industriale e civile. Essi infatti debbono garantire temperature di

processo negli impianti industriali, la conservazione di derrate alimentari nell'industria alimentare (catena del freddo) e debbono produrre fluidi di lavoro (acqua, aria, freon,...) a bassa temperatura per gli impianti di climatizzazione. Possiamo classificare gli impianti frigoriferi a seconda della temperatura minima che consentono di raggiungere e della potenza impegnata, secondo la Tabella 19.

Tipo di Impianto Temperatura minima (°C)

Pressione

lavoro (Bar)

Potenza frigorifera (kW)

Compressione di vapore

-25 ciclo semplice

- 60 ciclo a doppia

compressione e doppia

laminazione

-150 cicli in cascata

>1

Con compressore volumetrico:

0.1÷ 30 ermetico

3÷300 rotativo

30÷ 250 semiermetico

250÷500 aperto

400÷3000 a vite

Con compressore centrifugo

300÷6000 chiuso

300÷30000 aperto

Assorbimento (fluido
frigorifero/solvente)

0 (H₂O-BrLi)

-60 (NH₃/H₂O)

0.01

0.2

350÷5000

5000÷10000

Vapore d'acqua 0

-20 salamoia

0.006

0.0013

30÷3000

Compressione di gas -25 (aria) 1 10

Effetto termoelettrico -33

-103

- <7

Tabella 19: Classificazione degli impianti frigoriferi

Impianti Frigoriferi a ciclo Joule - Bryton inverso

Gli impianti a compressione di gas (ciclo Joule inverso, vedi Figura 121) sono utilizzati soprattutto in aeronautica.

Q1

Q2

CDBAL t2

Figura 121: Layout del ciclo Joule inverso

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

167

L'efficienza di questi cicli e data da:

η

η

=

che in questo caso diviene, con riferimento alla Figura 122:

()

()

T_2

T_1

T_2

T_1

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

T_1

T_2

Figura 122: Ciclo Joule inverso per frigoriferi a gas

8.7.2 LAMINAZIONE

La laminazione e una applicazione dell'effetto Joule Thompson con il quale si fa passare un fluido da

una pressione maggiore ad una minore attraverso uno strozzamento del condotto o mediante una valvola di laminazione appositamente predisposta. L'effetto Joule Thompson è caratterizzato dal coefficiente definito da:

$$\xi = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h$$

[241]

che può essere positivo, negativo o nullo a seconda delle proprietà del fluido e il campo di temperature e pressioni iniziali. Dal punto di vista impiantistico interessa definire la differenza di temperatura che subisce il fluido:

$$T - T' = \int_{p'}^{p} \xi dp$$

[242]

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

168

Se $\xi > 0$ allora si ha una diminuzione di temperatura mentre se $\xi < 0$ si ha un aumento di

temperatura. La laminazione viene realizzata con speciali organi, detti di laminazione, che rivestono notevole importanza negli impianti frigoriferi.

Valvola Termostatica

Le batterie evaporatrici sono dotate di valvola termostatica che provvede a diverse funzioni quali:

- × Laminazione del fluido frigorifero per portarlo dall'alta alla bassa pressione;
- × Regolazione automatica del ciclo frigorifero;
- × Separazione e blocco di liquido in modo da preservare il compressore.

In Figura 124 si ha l'effetto di abbassamento della pressione del bulbo associato alla valvola

termostatica sul diagramma entropico. In Figura 125 si ha il layout della valvola termostatica che è una comune valvola a funzionamento automatico regolata dalla temperatura all'evaporatore.

In funzione della temperatura di questo si ha una pressione nel bulbo, indicato con 6, che

produce sulla parte superiore della membrana, indicata con 1, la forza f_b .

Bulbo

Valvola Termostatica

Evaporatore

Al Compressore

Dal Condensatore

Figura 123: batteria evaporatrice con valvola termostatica

Se, ad esempio, la temperatura sale, allora aumenta la pressione del fluido contenuto nel bulbo

che esercita sulla membrana una forza verso il basso. Lo stelo, indicato con 2, trasla verticalmente e

l'otturatore, indicato con 3, scende rispetto alla sede, indicata con 7, che rimane fissa fino, all'equilibrio

con la forza della molla, f_m , e la forza dovuta alla pressione all'evaporatore, f_e .

La molla di taratura e regolabile con la vite indicata con 5.

B
CA pb
Ts

Figura 124: Azione della valvola Termostatica

Possiamo fare un bilancio del forze sul diaframma della valvola termostatica. Con riferimento alla

Figura 125 si ha:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

169

$$p_A + p_m = p_b \equiv p_D [243]$$

Figura 125: Layout della valvola termostatica

Sommando e sottraendo p_B si ottiene:

$$() () 0$$

^{suff}
A B D B m

p p

p p p p p

$\Delta \xi \Delta$

--- +=

$$14243 \quad 14243$$

[244]

Possiamo allora scrivere:

$$0 \text{ suff m } p \xi p p \Delta - \Delta + = [245]$$

ove si ha:

$\times \Delta p \xi$ perdite di carico sull'evaporatore

$\times \Delta p_{\text{suff}} = f(\Delta T_s)$ con $\Delta T_s = 4 \div 7 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Per dimensionare la molla di spinta occorre avere:

$$m \text{ suff } p p p \xi = \Delta - \delta [246]$$

8.7.3 FLUIDI FRIGORIGENI

I fluidi di lavoro degli impianti frigoriferi sono detti fluidi frigorigeni. Questi fino all'inizio del 1900

erano naturali ma sono stati poi rimpiazzati con fluidi artificiali quali gli idrocarburi alogenati (CFC e CHFC) della serie Freon F11, F12, F22, F13 (o gli equivalenti con sigle internazionali R11, R12, R22, R13).

Gli idrocarburi alogenati presentano proprieta termofisiche interessanti che li hanno reso

prevalenti sugli altri fluidi frigorigeni: essi sono stabili chimicamente, non infiammabili, non tossici, inodori e insapori, hanno un buon calore latente di vaporizzazione e un accettabilmente basso lavoro specifico di compressione.

Purtroppo la recente scoperta della pericolosita del fluoro e del Cloro per la fascia di ozono

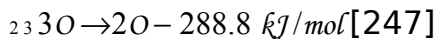
nell'atmosfera ha cambiato tutti i giudizi su questi fluidi refrigeranti ed anzi sono state approvate

convenzioni internazionali per la totale messa al bando degli HCFC entro un breve lasso di tempo.

Il Problema dell'Ozono

L'ozono, O_3 , ha la caratteristica di assorbire le radiazioni solari ultraviolette (nell'introno di 0.25

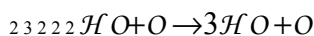
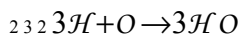
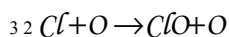
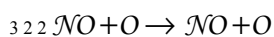
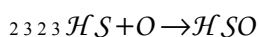
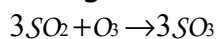
μm) e quindi di esercitare una vitale funzione protettiva sull'Uomo. Esso si forma dalle molecole di O_2 mediante la reazione endotermica:



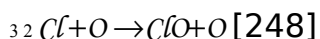
L'ozono è uno stato allotropico dell' O_2 ed è piuttosto instabile. La costante di equilibrio della precedente reazione è $K=10^{-54}$. L'input energetico è fornito sia dalla radiazione solare che dalle scariche elettriche atmosferiche. La radiazione solare è molto intensa ad alta quota (stratosfera, da 25 a 50 km s.l.m) e in corrispondenza dell'equatore.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
170

La maggior quantità di ozono si ha ai poli per effetto del trasporto dovuto ai moti planetari dell'aria. La concentrazione dell'ozono nell'aria è molto bassa e pari a 0.375 ppm. I processi che possono provocare la formazione e la distruzione dell'ozono possono essere molteplici e in particolare si segnalano le seguenti reazioni:



Si vede, quindi, che alla distruzione dell' O_3 concorrono anche alcuni inquinanti atmosferici quali SO_2 , H_2S , NO ,.... A queste reazioni si aggiunge anche quella di attacco dei CFC secondo il seguente schema:



Pertanto il cloro (ma è presente anche un'analogia reazione per il fluoro presente in minor quantità) attacca l'ozono eliminandolo dall'atmosfera. Le intuizioni dei ricercatori Rowland e Molina (1974) sull'azione dei CFC è stata confermata dalle osservazioni fatte dal 1978 al 1989 che hanno mostrato una riduzione del 9% di ozono nell'emisfero Sud e 4% nell'emisfero Nord.

I CFC più aggressivi sono quelli più stabili, cioè con una molecola priva di legami deboli. L'R12 è una molecola composta da CCl_2F_2 e quindi molto stabile: è questa la molecola più aggressiva. Per destabilizzare i CFC (clorofluoro carburi) si preferisce usare molecole con presenza del legame a idrogeno, come avviene nelle molecole HCFC (idrociorofluoro carburi). Si definisce indice di distruzione dell'ozono (Ozone Depletion Index), ODP, l'effetto sull'ozono valutato in rapporto a quello dell'R11. Si ha la seguente

tabella comparativa:

Composto Formula ODP Stabilita (anni) Utilizzazione

R11 CCl₃F 1 60 FF AE SL PS

R12 CCl₂F₂ 0.86 120 FF AE CD PS

R114 CCIF₂-CCIF₂ 0.8 250 FF

Halon 3÷10 EI

Tabella 20: Indici ODP per alcuni CFC

Ove vale il seguente simbolismo:

×FF Fluido frigorifero

×PS Propellente spray

×EI Estinzione incendi

×AE Agente espandente

×SL Solvente - Detergente

×CD Congelamento derrate alimentari.

Dall'esame della tabella si osserva la grande flessibilita d'uso dei CFC. Con riferimento

all'Occidente (esclusa la Cina e l'India che pure sono oggi grandi produttrici di CFC) si hanno i

diagrammi indicati in Figura 126 per l'R11, in Figura 127 per l'R12 e in Figura 128 per l'uso combinato

di R11 ed R12.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

171

Rilascio dei CFC in ambiente

I CFC vengono rilasciati nell'ambiente attraverso vari processi che qui si elencano:

×Manipolazione dei CFC nei processi di produzione e lavorazione

×Fughe accidentali dagli impianti

USO R11

SCHIUME ISOLANTI

REFRIGERAZIONE E

CONDIZIONAMENTO

SPRAY

ALTRO

Figura 126: Uso di R11 in Occidente

×Smantellamento di impianti esistenti (frigoriferi, pompe di calore,)

×Collaudo degli impianti

×Estinzione incendi

×Uso di bombolette spray.

USO DI R12

SCHIUME ISOLANTI

REFRIGERAZIONE E

CONDIZIONAMENTO

SPRAY

ALTRO

Figura 127: Uso di R12 in Occidente

Pertanto i processi di scarico in atmosfera sono diversi e non sempre controllabili. Nel 1987 e

stato firmato il Protocollo di Montreal, con l'adesione di 24 paesi industrializzati, con il quale si prevede:

×Il congelamento della produzione dei CFC ai livelli del 1986 e fino al 1993

×Riduzione all'80% entro il 1998

×Riduzione al 50% entro il 2000.

Sono stati proposti riduzioni ancora piu radicali. In ogni caso occorre ottimizzare i processi

tecnologici e produttivi in modo da minimizzare i rilasci, ridisegnare agli organi di tenuta e giunzioni degli impianti esistenti.

Per la sostituzione completa dei CFC occorre trovare nuovi fluidi frigoriferi che abbiano

caratteristiche chimico - fisiche ottimali: non devono inquinare, non essere volatili, essere

chimicamente stabili, non corrodere i metalli costitutivi degli impianti, non essere infiammabili, avere

buona capacità di trasporto termico e quindi elevato calore latente di vaporizzazione, basso costo,

possibilità di adattarsi ai compressori e alle attuali tecnologie del freddo.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

172

USO DI R11 + R12

SCHIUME ISOLANTI
REFRIGERAZIONE E
CONDIZIONAMENTO
SPRAY
ALTRO

Figura 128: Uso combinato di R11 ed R12 in Occidente

Possibili sostituti dei CFC sono: solo in fase transitoria gli idrocarburi alogenati insaturi, HCHFC,

gli Idro fluoro Alcani, HFA, come R123, R124, R134a, R141b. Si tenga presente che il problema della

sostituzione dei CFC è di enormi proporzioni sia per la ormai grandissima produzione industriale

attuale di questi fluidi, sia per il necessario lavoro di adattamento della meccanica (compressori) alle

mutate caratteristiche termofisiche e infine per il problema posto dai nuovi componenti (R123,

R134a,...) di essere diluenti delle guarnizioni utilizzate nella costruzione degli stessi compressori.

Caratteristiche Termofisiche dei Fluidi Frigoriferi

Al fine di dimensionare gli impianti frigoriferi è necessario conoscere le caratteristiche

termofisiche dei fluidi di lavoro oggi più utilizzati, quali l'R22, l'R134a e l'ammoniaca (R717).

Nelle tabelle nelle figure seguenti si riportano queste caratteristiche, per altro reperibili nei

manuali specializzati per impianti frigoriferi e nel manuale ASHRAE.

Per ulteriori approfondimenti si rimanda ai manuali specializzati.

Tabella 21: Proprietà termofisiche di alcuni fluidi frigoriferi

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

173

Tabella 22: Confronto delle efficienze per funzionamento standard -10, +30 °C

Tabella 23: Grandezze termodinamiche per R22

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

174

Figura 129: Diagramma h-p per R22

Tabella 24: Grandezze termodinamiche per R134a

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

175

Figura 130: Diagramma h-p per R134a

Tabella 25: Grandezze termodinamiche per R717 (Ammoniaca)

Figura 131: Diagramma h-p per R717 (Ammoniaca)

8.8 MACCHINE FRIGORIFERE AD ASSORBIMENTO

In Figura 114 si vede che l'organo meccanico che assorbe lavoro dall'esterno è il compressore.

Solitamente l'energia viene fornita ad un motore elettrico che provvede a far muovere i componenti di

un compressore meccanico del tipo a pistoni, a vite o centrifugo. E' possibile sostituire quest'organo

meccanico con un sistema alimentato con energia termica? La risposta è positiva e il ciclo viene detto ad assorbimento.

In Figura 132 ne è indicato lo schema impiantistico per una macchina del tipo acqua-ammoniaca. La

miscela acqua-ammoniaca si compone di acqua che fa da solvente e di ammoniaca che fa da soluto (e

quindi più volatile). Per effetto del calore Q_4 ceduto al serbatoio superiore (detto generatore) si libera NH_3

allo stato quasi puro e ad alta pressione. L' NH_3 inizia il ciclo classico di condensazione, laminazione ed

evaporazione (presente anche nel ciclo frigorifero classico a compressione di vapori saturi).

All'uscita dell'evaporatore l' NH_3 si ricombina nel serbatoio inferiore, detto assorbitore, con la

miscela di acqua-ammoniaca impoverita di ammoniaca e proveniente dal serbatoio superiore (tramite

una valvola di laminazione perché in basso c'è una pressione inferiore a quella presente in alto). La

reazione di assorbimento è esotermica e quindi cede calore Q_4 all'esterno. Una pompa provvede a

riportare la miscela di acqua e ammoniaca ricomposta al serbatoio superiore (generatore) e si riprende il

ciclo. In conclusione si hanno due cicli:

- × uno interno fra generatore e assorbitore;

- × uno esterno che produce nell'evaporatore l'effetto frigorifero.

Le temperature tipiche di utilizzo della macchina ad assorbimento dipendono dal fluido di lavoro.

Per acqua ed ammoniaca si hanno circa $130\div 150$ °C al generatore e circa $45\div 55$ °C all'assorbitore e al

condensatore. La temperatura all'evaporatore è funzione della pressione di esercizio ed è di qualche

grado sotto lo zero. Oltre alla miscela acqua-ammoniaca si utilizzano oggi anche miscele acqua-bromuro di

litio o anche acqua-fluoruro di litio: in questi casi è l'acqua il componente più volatile.

Queste macchine hanno il pregio di funzionare a temperatura inferiore (circa 80 °C) rispetto a

quella ad ammoniaca ($130\div 150$ °C). In alcuni casi si è anche utilizzata l'energia solare per alimentare il

generatore (Q_3).

Le macchine ad assorbimento possono essere utilizzate anche con cascami termici (termine usato per indicare i rifiuti termici nei processi di lavorazione industriale).

H₂O + NH₃

H₂O

NH₃

q_g

q_a

q_c

q_o

LINEA DELLE PRESSIONI

p₂

p₁

GENERATORE

ASSORBITORE

CONDENSATORE

EVAPORATORE

POMPA RICIRCOLO

VALVOLE DI LAMINAZIONE

897512346

Figura 132: Schema di una macchina frigorifera ad assorbimento

L'utilizzo come pompa di calore risulta conveniente negli impianti cogenerativi perche queste

macchine trasformano un carico elettrico (quello dei compressori tradizionali alimentati ad energia

elettrica) in un carico termico (quello del generatore) e quindi consentono di avere sia caldo (pompa di

calore) che freddo (refrigeratore) con sola energia termica.

8.8.1 FUNZIONAMENTO DELLA MACCHINA AD ASSORBIMENTO

Il funzionamento della macchina ad assorbimento puo essere illustrato mediante le curve Log(p)-

1/T di Figura 133. In ascisse si ha l'inverso della temperatura assoluta (1/T) e in ordinate il logaritmo

della pressione di lavoro del fluido. Il punti 1 e 2 sono coincidenti perche alla stessa pressione, cosi

come i punti 3 e 4. I due cicli marcati in figura rappresentano il ciclo (degenera in linea) dell'ammoniaca

e il ciclo della miscela impoverita. Se scriviamo il bilancio di energia alla macchina ad assorbimento a

regime stazionario si ha:

$$q_0 + q_g = q_a + q_c$$

Il bilancio di entropia diviene:

$$\frac{q_g}{T_g} + \frac{q_c}{T_c} - \frac{q_a}{T_a} - \frac{q_0}{T_0}$$

$$= 0$$

++

=

avendo indicato con T₀, T_g e T_a le temperature all'evaporatore, al generatore e all'assorbitore. Se si

tiene conto del bilancio energetico la precedente diviene:

$$\frac{q_g}{T_g} + \frac{q_c}{T_c} - \frac{q_a}{T_a} - \frac{q_0}{T_0}$$

$$= 0$$

$T'T'$

++

=

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

178

Se ora definiamo il coefficiente di effetto utile frigorifero come rapporto:

$0 \circ$

$g P g$

$q q$

$q P q$

$\epsilon = \cong$

+

allora, per la precedente relazione, si ha:

00

1 1

1 1

ag

ga

$q T T$

q

$T T$

ϵ

--=

=

-[

249]

1=2

1 0.8 0.6 0.4 0.3 0.2 0

3=4 5

8

A B C

To Ta Tg

po

pc

1/T

Log p

Soluzione

Figura 133: Rappresentazione del ciclo ad assorbimento

Osservando la Figura 133 si puo anche scrivere:

BC

AB

$\epsilon = [250]$

e quindi il coefficiente di effetto utile e immediatamente calcolabile graficamente dallo stesso diagramma termodinamico.

8.9 RICHIAMI DI TERMODINAMICA DELLE SOLUZIONI

E' noto dalla teoria delle soluzioni che per liberare NH_3 da una miscela con acqua occorre fornire

calore mentre corre raffreddare la miscela per assorbirla. Quanto detto viene riportato in abachi aventi

in ascissa la concentrazione ξ (massa di soluto per kg di miscela) e la temperatura T. In Figura 134 si ha

un esempio per curve vaporus - Liquids relative a due pressioni. Le due curve separano tre campi di

esistenza della soluzione: liquido - vapore saturo - vapore surriscaldato.

Applicando la regola delle fasi di Gibbs si possono determinare i gradi di liberta

del sistema nei tre campi di esistenza anzidetti e sulle curve di equilibrio. Nelle applicazioni impiantistiche relative agli impianti frigoriferi risulta più agevole riferirsi al piano (h, ξ) , aventi in ordinate le entalpie specifiche e in ascisse le concentrazioni del soluto (ammoniaca). Si ha quindi la modifica dell'abaco di Figura 134 che diviene quello di Figura 135.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

179

In questi abachi, oltre alle curve di equilibrio, vi sono le curve ausiliarie che servono per determinare il punto corrispondente del vapore in equilibrio con il liquido di cui sono note $(\xi \text{ e } T)$ o $(\xi \text{ e } p)$. Nella stessa figura si vede come il liquido segnato con A stia in equilibrio con il vapore B determinato dall'intersezione della AA' (con A' sull'ausiliaria di pari pressione) e con la A'B (con B sulla curva vaporus alla pressione del liquido). L'abaco così strutturato prende il nome di Merkel - Bosnjakovic ed è riportato, per la miscela acqua - ammoniaca, in Figura 136.

$\xi=0 \quad \xi=1$

Figura 134: Esempio di curve Vaporus - Liquidus

$\xi=0 \quad \xi=1$

Figura 135: Esempio di curve (h, ξ)

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

180

8.10 PROGETTO DI UN IMPIANTO AD ASSORBIMENTO

Il ciclo ad assorbimento visto in precedenza si può ulteriormente migliorare osservando che la

miscela impoverita che dal generatore scende nell'assorbitore e ad una temperatura maggiore di quest'ultimo (che fra l'altro deve essere raffreddato poiché la reazione di assorbimento è esotermica) e

pertanto si può recuperare il calore come indicato in Figura 137 ove lo scambiatore consente di

preriscaldare la miscela arricchita in entrata al generatore.

In Figura 138 si ha la schematizzazione del ciclo ad assorbimento nel piano (h, ξ) di Bosnjakovic.

In essa sono segnati alcuni valori della temperatura e di pressione usuali. Il liquido ricco (a

concentrazione ξ_r) entra nel generatore Ge a pressione $p_1=12$ bar. Dopo l'evaporazione di parte di NH_3

la miscela impoverita (a concentrazione ξ_p) esce da Ge.

Il processo di impoverimento (o di rilascio di NH_3 dal generatore) si può ritenere isobaro e in

figura e segnata come 12. Il punto 3 di Figura 137 ha la stessa entalpia del punto 2 per effetto della laminazione.

Per effetto dello scambiatore di calore il liquido impoverito cede calore al liquido arricchito

proveniente dall'assorbitore; l'entalpia del punto 3 diminuisce e la

concentrazione si mantiene costante
 per cui si ha la trasformazione 3'4 di figura.
 Nell'assorbitore il liquido povero assorbe vapore condensato dall'evaporatore: il
 processo avviene
 a pressione costante portando la concentrazione da ξ_p ad ξ_r lungo la
 trasformazione 3'4 di figura.
 Il liquido ormai arricchito di NH_3 viene preriscaldato dallo scambiatore di calore
 e portato alla
 pressione maggiore p_1 .
 Trascurando il lavoro di compressione della pompa di trasferimento, possiamo
 dire che il punto 4
 coincide con il punto 1. Quanto detto descrive il ciclo del liquido. Vediamo
 adesso il ciclo del vapore o
 dell' NH_3 .
 Questo esce dal generatore in condizioni relative a punto 5 e alla pressione p_1 .
 Per mezzo della
 curva ausiliaria per la pressione p_1 si determina il punto 5 sulla curva di
 equilibrio del vapore, come
 indicato in Figura 138.
 Il vapore di NH_3 (che è ad elevata concentrazione, come si può osservare dalla
 stessa figura, passa
 allo stato corrispondente al punto 6 all'uscita del condensatore.
 La trasformazione 56 avviene a ξ_v costante fino alla temperatura di uscita alla
 pressione p_1 . Il
 liquido condensato è formato da NH_3 quasi pura ed attraversa la valvola di
 laminazione (trasformazione
 isoentalpica) fino al punto 7 (trasformazione $\xi = \text{costante}$ e $h = \text{costante}$)
 coincidente con il punto 6
 prima trovato. Il liquido laminato viene poi vaporizzato nell'evaporatore nelle
 condizioni relative al
 punto 8. A seconda della temperatura di inizio e di fine evaporazione (si osservi
 che si ha sempre una
 miscela di due componenti e che, per conseguenza, non si ha temperatura
 costante durante il passaggio
 di stato di evaporazione) il punto 8 può ricadere nella zona dei vapori saturi.
 Per determinarlo occorre conoscere le condizioni della miscela tutta liquida alla
 temperatura di
 inizio vaporizzazione (L) e di quella tutta vapore nelle stesse condizioni, (V),
 come indicato in figura
 con l'aiuto delle curve ausiliarie, vedi il particolare in Figura 139.
 La miscela avrà le condizioni 8 date dalla intersezione del $\xi_v = \text{costante}$ (in
 quanto la percentuale
 di NH_3 rimane costante nella miscela) con la retta LV dianzi determinata.
 Il fluido nelle condizioni del punto 8 entra nell'assorbitore e il ciclo riprende
 nuovamente con la
 miscela arricchita che esce nelle condizioni del punto 4 dall'assorbitore.
 La portata di fluido frigorifero all'evaporatore si determina con il rapporto:

$$\frac{0}{87} \frac{v}{P} \frac{m}{\dot{h} \dot{h}}$$

==

& ove si ha:

$\times P_0$ potenzialita frigorifera, kW;

$\times h_8 - h_7$ differenza di entalpia all'evaporatore, kJ(kg.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

181

Figura 136: Abaco di Bosnjacovic per la miscela Acqua - Ammoniaca

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

182

H2O + NH3

H2O

NH3

LINEA DELLE PRESSIONI

p2

p1

GENERATORE

ASSORBITORE

CONDENSATORE

EVAPORATORE

POMPA RICIRCOLO

Q1

Q2

Qa

Qg

1233

,

876

544

' Ge

As

Figura 137: Ciclo ad assorbimento con recupero di calore

La portata di liquido impoverito e in rapporto ben determinato con quella del vapore

nell'evaporatore e per determinarla occorre fare un bilancio delle masse di NH₃ entranti ed uscenti dal

generatore, Ge. A tale scopo indichiamo con f il numero di kg di soluzione ricca

da far circolare per

ogni kg di vapore necessario all'evaporatore. Con riferimento alla Figura 140 si

ha il seguente bilancio

delle masse:

$$1 (1) r_{vp} f \xi = \xi + f - \xi$$

da cui ricaviamo:

r_{vp}

r_p

f

ξ

ξ

ξ

ξ

==

espressa come kg_{soluzione}/kg_{vapore}.

La portata totale della soluzione e:

$$r_{vp} m \& = f \times m \&$$

Il calore da fornire al generatore, Q_g, puo essere determinato dal bilancio energetico allo stesso

generatore. Dalla Figura 140 si ha:

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{c} 5 \\ 2 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{array} \right) g \\ & \text{Energia uscente} \text{ Energia entrante} \\ & \dot{m} h_1 + \dot{Q} = \dot{m} h_2 + \dot{Q} \\ & 1442443 \quad 14243 \end{aligned}$$

ponendo, nel caso di recupero di calore, $h_1 = h_4'$ (trascurando l'incremento di entalpia dovuto alla pompa di trasferimento del liquido) allora si ha:

$$\left(\begin{array}{c} 2 \\ 4' \\ 5 \\ 2 \end{array} \right) Q = \dot{m} h_1 - \dot{m} h_2 + \dot{m} h_3 - \dot{m} h_4'$$

Assume una certa importanza, in questo tipo di impianti, il rapporto fra il calore asportato

all'evaporatore e quello fornito al generatore. Questo viene detto rapporto termico, R , e coincide con

il coefficiente di effetto utile se si trascura il lavoro della pompa. Risulta:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

183

ev 8 7

gg

$Q \dot{m} \dot{h}$

R

$Q Q$

$= = -$

$$\xi = 0 \quad \xi p \quad \xi r \quad \xi = 1 \quad \xi$$

v Figura 138: Ciclo ad assorbimento nel piano (

h, ξ

)

Figura 139: Particolare del ciclo del vapore

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

184

$Q g$

$G e$

$f \text{ [kg]}$

1 [kg]

$[f-1] \text{ [kg]}$

152 $\xi \xi \xi$

Figura 140: Bilancio delle portate al generatore

La potenza teorica della pompa di alimento del generatore vale:

$$P_{rr} \left(\begin{array}{c} 1 \\ 2 \end{array} \right) P = \dot{m} v_f (p_1 - p_2)$$

ove si ha:

\dot{m} e la portata di miscela ricircolata, (kg/s)

v_f volume specifico della miscela, (m³/kg)

$p_1 - p_2$ salto di pressione fra assorbitore e generatore, (Pa).

8.11 DETERMINAZIONE DEL CICLO AD ASSORBIMENTO

Per la determinazione del ciclo di Figura 138 occorre conoscere, quali dati di progetto, la

temperatura di evaporazione iniziale, t'_{ev} , e finale, t''_{ev} , la temperatura del generatore, t_g , la temperatura di

uscita della soluzione ricca dall'assorbitore, t_a , e la temperatura finale di condensazione, t_c . Si determina,

in primo luogo, la pressione di esercizio del condensatore, p_1 , nonché la pressione di esercizio

dell'evaporatore, p_2 . Per far ciò supponiamo, inizialmente, che l' NH_3 lasci il generatore pressoché puro ($\xi_v = 1$); in questo modo sull'asse verticale a destra della Figura 136 è possibile trovare l'intersezione la $\xi = 1$ e le isoterme t'_{ev} e t_c determinando le due isobare di equilibrio p_2 e p_1 . Noti questi valori, dall'intersezione della isobara p_1 con la isoterma t_g si ottiene il punto 2 di equilibrio all'uscita dal generatore e dall'intersezione dell'isobare p_2 con l'isoterma t_a si ottiene il punto 4 di equilibrio all'uscita dall'assorbitore.

Qualora non ci sia lo scambiatore di calore di recupero si traccia il ciclo di liquido, come indicato in Figura 138. Sono così determinati i valori delle concentrazioni ξ_r e ξ_p delle soluzioni ricca e povera.

Con l'uso delle curve ausiliarie a pressione p_1 si può determinare il punto 5 rappresentativo del vapore all'uscita dal generatore. Il punto 6 di fine condensazione si determina dall'intersezione dell'isoterma t_c e della ξ_v . Il punto 7, a valle della laminazione, coincide (almeno per questo tipo di abachi) con il punto 6, per quanto già detto in precedenza. Il punto 8 si determina mediante l'intersezione fra la LV con la $\xi_v =$ costante. Se si ha lo scambiatore di calore allora si procede come sopra detto per la determinazione delle pressioni e dei punti 4, 2, 5, 6, 7, 8.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA
185

Il punto 3' di uscita dallo scambiatore di calore si determina intersecando la ξ_p con la isoterma t_c . L'entalpia del liquido nelle condizioni del punto 1' si determina con un semplice bilancio energetico allo scambiatore di calore. Con il simbolismo di Figura 140 si ha:

$$f(h_{1'} - h_4) = (f-1)(h_3 - h_{3'})$$

ovvero:

$$\left(\frac{f-1}{f} \right) h_3 - h_4 = h_{3'}$$

$$h_{3'} = \frac{f-1}{f} h_3 - h_4$$

$$= + - -$$

In genere si può considerare $h_{4'} = h_1$ e segnare il punto 1 lungo la $\xi = \xi_r$ nel diagramma di Figura

138. Il flusso termico che lo scambiatore deve trasmettere vale:

$$\left(\frac{f-1}{f} \right)_{sc} v_{4'} Q = m \dot{m} \times f \times h - \dot{h}$$

In questo modo resta completamente tracciato il ciclo ad assorbimento nel piano (h, ξ).

8.12 POMPA DI CALORE E SUE APPLICAZIONI

Si è detto che una macchina frigorifera può essere usata anche per produrre calore: in questo caso più che interessarci del serbatoio freddo ci si interessa del serbatoio caldo. In

Figura 114 e indicato anche il lato pompa di calore nello schema di impianto a destra della stessa figura. Quando la macchina e alimentata elettricamente l'utilizzo come pompa di calore risulta decisamente conveniente essendo il COP maggiore di 2 e variabile fra 2 e 5 a seconda dei casi. In effetti il valore del COP dipende soprattutto dal meccanismo di scambio di calore utilizzato nei due serbatoi. L'uso delle pompe di calore e da preferire all'uso diretto dell'energia elettrica su resistenze elettriche (effetto Joule). In quest'ultimo caso si ha una conversione 1:1 di energia elettrica in energia termica mentre con una pompa di calore si ha una conversione con rapporto 1:COP e quindi con un migliore utilizzo della stessa energia.

Figura 141: Schema di un sistema di tipo Split

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

186

Attualmente l'utilizzo e l'installazione delle pompe di calore sono favoriti dalla legislazione vigente mediante finanziamenti in parte a fondo perduto e con agevolazioni negli interessi e nel pagamento. Inoltre l'introduzione della tariffazione dell'energia elettrica differenziata fra giorno e notte puo consentire notevoli risparmi e benefici economici potendosi, accumulare energia di notte (ad un costo piu basso) e utilizzarla di giorno. I serbatoi freddi da cui prelevare l'energia termica sono di solito costituiti da bacini ambientali di grandi capacita, quali l'aria, l'acqua del mare o di laghi o di fiumi di grande portata. Il funzionamento delle macchine frigorifere puo essere reso reversibile a pompa di calore mediante inversione delle funzioni del condensatore e dell'evaporatore. Cio e oggi effettuato elettronicamente mediante elettrovalvole servocomandate. In questo modo gli impianti frigoriferi (che prima venivano utilizzati solamente per il condizionamento estivo) possono essere utilizzati anche per il riscaldamento invernale con beneficio economico notevole: il costo del contratto di fornitura dell'energia elettrica non e piu suddiviso nei soli mesi estivi ma in tutto l'arco dell'anno.

Alcuni costruttori hanno introdotto nel mercato pompe ad assorbimento del tipo acqua-BrLi (bromuro di litio) o FLi (Fluoruro di litio) che presentano interessanti vantaggi rispetto a quelle acquaammoniaca prima illustrate. Le nuove macchine, infatti richiedono una temperatura al generatore di circa 80 °C e quindi possono essere alimentate con caldaie tradizionali ovvero anche, ed e questo l'aspetto piu interessante, con energia solare.

Infatti con una opportuna scelta di collettori ad alto rendimento (magari del tipo a tubi di vetro o debolmente concentranti per avere temperature di esercizio vicine agli 80 °C) si può pensare di alimentare il generatore di una macchina ad assorbimento e quindi di ottenere fresco per il raffrescamento ambientale utilizzando il calore solare. Purtroppo queste nuove macchine hanno ancora costi elevati e pertanto la loro diffusione è ancora limitata a soli prototipi di studio.

In Figura 141 si ha un esempio di sistema split che in estate ha all'esterno il gruppo moto condensante e all'interno quello evaporante. In estate è possibile invertire le due funzioni e quindi si ha il condensatore all'interno e l'evaporatore all'esterno.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

187

9 PSICROMETRIA

La psicrometria si occupa delle trasformazioni termodinamiche dell'aria umida, cioè della miscela ideale composta da aria secca e da vapore d'acqua. L'aria secca è composta dalla miscela di gas naturali non condensabili⁷⁶ presenti nell'aria (O₂, O₃, N₂, CO₂, He, Ne, Ar,...) in percentuali varie: la composizione volumetrica assegna il 78% all'N₂, il 21% all'O₂, l'1% all'Argon e percentuali sensibilmente minori agli altri componenti. Ai fini delle trasformazioni termodinamiche che ci interessano possiamo dire che l'aria secca si comporta come un gas omogeneo avente peso molecolare pari a 28.9 mentre il vapore acqueo ha peso molecolare pari a 18. Nelle trasformazioni dell'aria umida si avrà sempre una componente che resta immutata, l'aria secca, ed una che varia (il vapore d'acqua) in funzione delle condizioni di temperatura e pressione. Inoltre si suppone che i gas incondensabili dell'aria secca non si disciolgano nell'acqua quando è condensata. Per l'aria umida, miscela ideale di due gas ideali, valgono le seguenti leggi della Termodinamica:

Legge di Gibbs-Dalton

×La pressione parziale di ciascun componente è quella che si ottiene supponendo che il componente occupi da solo, a pari temperatura, l'intero volume. Inoltre la pressione totale della miscela è la somma delle pressioni parziali dei componenti:

$$p_t = p_a + p_v \quad [251]$$

ove p_a è la pressione parziale dell'aria secca e p_v è la pressione parziale del vapore acqueo.

Legge di Amagat - Leduc

×Il volume parziale di un componente è quello che occupa supponendo che esso sia, alla stessa

temperatura, alla pressione totale della miscela:

$$t_{av} \mathcal{V} = \mathcal{V} + \mathcal{V}$$

9.1 PARAMETRI FONDAMENTALI PER L'ARIA UMIDA

Umidita Specifica Associata

Si definisce Umidita specifica associata, e si indica con x (da non confondere con il titolo di vapore) il

rapporto fra la massa di vapore d'acqua, m_v , presente nella miscela e la massa di aria secca, m_a , cioè si ha:

$$x = \frac{m_v}{m_a}$$

$$[252]$$

Umidita Relativa

Si definisce Umidita relativa il rapporto fra la massa di vapore acqueo, m_v , presente in un dato

volume di miscela e la massa di vapore che si avrebbe nello stesso volume in condizioni di saturazione:

$$\phi = \frac{m_v}{m_{vs}}$$

=

$$[253]$$

Avendo supposto il comportamento ideale dei singoli componenti si ha anche:

$$\phi = \frac{p_v}{p_{vs}}$$

$$\phi = [254]$$

per cui l'umidita relativa e anche data dal rapporto fra la pressione di vapore reale e quella di

saturazione. Si usa indicare in % l'umidita relativa anziche con valori compresi fra 0 e 1.

Si dimostra che esiste una precisa relazione fra umidita assoluta e umidita relativa; risulta, infatti:

⁷⁶ Nel campo di applicazione della Climatizzazione i gas presenti nell'aria secca (O₂, O₃, N₂, CO₂, He, Ne, Ar,...)

non sono condensabili e si comportano da gas ideali. Al contrario il vapore acqueo (H₂O) si comporta come vapore saturo

secondo il noto diagramma di Andrews.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

188

$$0.623 \frac{t_{vs}}{t}$$

$$p_x$$

$$p_p$$

$$\phi = \frac{p_p}{p_x}$$

$$[255]$$

Grado Igrometrico

Si definisce grado igrometrico ψ il rapporto fra l'umidita assoluta nelle condizioni attuali e quella

corrispondente alle condizioni di saturazione a pari pressione:

s

x

$\psi =$

Dalla definizione [255] si puo ancora scrivere:

0.622

0.622

vs

t vs t vs vs

s vs t vs vs

t vs

p

p

p

p

p

p

$xpppp$

pp

ϕ

$\psi \phi \phi$

ϕ

$= = - = -$

—

Ovvero anche, ricordando la definizione di umidità relativa ϕ :

t vs

t vs

pp

pp

$\psi \phi$

$\phi =$

—

– In genere, almeno per i campi di applicazioni tipici per l'applicazione dell'aria umida agli impianti di climatizzazione, si ha che :

t vs 1

t vs

pp

$p \phi p$

– \approx

—

e pertanto il grado idrometrico risulta pari all'umidità relativa:

$\psi \cong \phi$

Per applicazioni dell'aria umida in campo industriale ($t > 50$ °C) allora la precedente

approssimazione non risulta piu valida e pertanto risulta:

$\psi \neq \phi$

Entalpia dell'Aria Umida

Per le applicazioni termotecniche risulta di fondamentale importanza conoscere l'entalpia dell'aria

umida. Avendo supposto il comportamento ideale dei componenti vale anche l'additività delle entalpie

dei singoli componenti e pertanto l'entalpia di una miscela composta di 1 kg di aria secca e di x g/kg di

vapore e data dalla relazione:

$$h_{1,v} = h_{1,x} + x(h_{1,v} - h_{1,x}) \quad [256]$$

Si preferisce considerare una quantità 1+x di miscela per comodità di calcolo (come si vedrà nel prosieguo). Valgono le seguenti relazioni (assumendo entalpia nulla a 0 °C):

$$\begin{aligned} & \left(\frac{h_{1,v}}{h_{1,x}} \right) \\ & = x \left(\frac{h_{1,v}}{h_{1,x}} \right) + (1-x) \left(\frac{h_{1,v}}{h_{1,x}} \right) \end{aligned} \quad [257]$$

e pertanto risulta, dalla (121):

$$h_{1,v} = h_{1,x} + x(h_{1,v} - h_{1,x}) \quad [258]$$

che è l'espressione dell'entalpia dell'aria umida cercata. Con riferimento al S.I. si ha,

numericamente:

$$h_{1,v} = 1.003(2501 + 1.93x) \text{ kJ/kg} \quad [259]$$

e si esprime in kJ/kg_{as} cioè in kJ per kg di aria secca, intendendo che x, (g/kg), di vapore sono

associati nelle condizioni di temperatura e pressione totale della miscela.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

189

Nel S.T. la precedente relazione si scrive nella forma:

$$h_{1,v} = 0.24t + x(597.5 + 0.448t) \text{ in kcal/kg}$$

La conoscenza delle forme analitiche dell'entalpia dell'aria umida risulta utile nel calcolo delle

grandezze di scambio mediante computer.

Volume totale dell'Aria Umida

Nell'ipotesi di comportamento ideale si può scrivere, per la Legge di Amagat-Leduc, che il

volume della miscela di 1 kg di aria secca e x kg di vapore acqueo è:

$$V_{1,v} = (1 + 1.608x) \frac{RT}{p} \quad [260]$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) \\ & = x \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) + (1-x) \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) \end{aligned}$$

Se si vuole riportare il precedente volume totale a grandezza specifica, cioè riferita ad 1 kg di miscela) allora si ha:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) \\ & = x \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) + (1-x) \left(\frac{V_{1,v}}{V_{1,x}} \right) \end{aligned}$$

9.2 DIAGRAMMA PSICROMETRICO

Risulta utile nelle applicazioni impiantistiche riportare la [259] in forma grafica.

A questo scopo il primo diagramma per l'aria umida, detto anche psicrometrico, è stato quello di Mollier riportato in Figura 142. Esso riporta su assi obliqui l'umidità specifica, x , e l'entalpia, h , secondo le equazioni sopra riportate.

Nel diagramma sono anche segnate le curve ad umidità relativa, ϕ , costanti, le curve a volume costante, v , e le isoterme, T .

Il diagramma psicrometrico è costruito in modo tale da avere l'isoterma $t=0$ orizzontale, come schematicamente illustrato in Figura 143. Si osserva, inoltre, che le isoterme generiche incontrano l'isoterma $t=0$ in un punto avente coordinate date dalla soluzione del sistema di equazioni:

$$\begin{pmatrix} p_a \\ p_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h \\ c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t \\ x \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r \\ c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t \\ t \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} p_a \\ p_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} + \\ + \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \square \\ \square \end{pmatrix}$$

ovvero nel punto avente coordinate:

$$\begin{pmatrix} t \\ x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} - \\ - \end{pmatrix}$$

Questo punto non ha significato per l'aria umida poiché non ha senso una umidità specifica negativa. Esso rappresenta il centro di un fascio di rette (le isoterme), come indicato in Figura 144.

L'essere il centro di proiezione molto lontano dall'origine degli assi porta ad avere le isoterme sensibilmente orizzontali nell'intervallo di temperature da -10 °C a 50 °C. Ciò porta a quotare l'asse delle ordinate (asse delle entalpie totali) come asse fittizio delle temperature. Allo stesso modo si proietta l'asse dell' x sulla retta che rappresenta l'isoterma $t=0$ ottenendo un asse fittizio dell'umidità specifica.

Ne consegue che spesso il diagramma psicrometrico di Mollier appare (ma non lo è) come un diagramma ad assi rettangolari (t, x) anziché ad assi obliqui (h, x), come si può osservare dalla stessa

Figura 142. Nel piano qui considerato si tracciano anche le curve ad umidità relativa costante e quelle a volume costante, mediante la relazione che lega il volume specifico ad x :

$$\begin{pmatrix} v \\ v \end{pmatrix} = \frac{R}{p} + x \frac{R}{T}$$

da cui si trae:

$$p v = \frac{R}{v} + x R T$$

x
 \mathcal{RTR}

= -

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

190

In definitiva il diagramma psicrometrici rappresenta un vero e proprio diagramma di stato dell'aria umida in quanto, a data pressione totale, in esso si individuano, per un punto assegnato, le variabili x, h, t, v, ϕ . Negli ultimi decenni sta avendo grande successo anche in Europa il diagramma psicrometrico ASHRAE.

Si tratta sostanzialmente dello stesso diagramma di Mollier ruotato attorno alla retta a 45° e ribaltato. In questo diagramma (sempre ad assi obliqui) si hanno come assi delle ascisse e delle ordinate apparenti⁷⁷ la temperatura e l'umidità specifica. La curva $\phi = 100\%$ e la curva di saturazione che delimita la zona di esistenza dell'aria umida (all'interno del diagramma) da quella detta delle nebbie⁷⁸ che non ha interesse impiantistico.

Il diagramma psicrometrico è un vero e proprio diagramma di stato dell'aria umida: bastano due

qualsiasi valori delle variabili (T, x, v, ϕ) per individuare un punto di esistenza dell'aria umida e da questo si possono conoscere le altre variabili.

Ad esempio se si individua il punto avente $t=30^\circ\text{C}$ e $\phi=50\%$ si trovano in corrispondenza anche

le altre variabili: $v=0.817 \text{ m}^3/\text{kg}$, $h=15 \text{ kcal/kg}=63 \text{ kJ/kg}$ e $x=15 \text{ g/kg}_{\text{as}}$.

Le trasformazioni che si possono eseguire sull'aria umida trovano facile rappresentazione nei due diagrammi psicrometrici e se ne danno qui una breve descrizione.

Figura 142: Diagramma psicrometrico di Mollier

⁷⁷ La disposizione del diagramma e la scelta opportuna dell'angolo fra gli assi obliqui porta ad avere le isoterme

apparentemente verticali e quindi ad immaginare l'asse delle ascisse come quello delle temperature. L'asse delle ordinate è

quello dell'umidità specifica, x . Le isoentalpiche (asse delle ascisse vero) sono rette oblique riportate nel diagramma come

dipartentesi da un asse obliquo quotato con i valori dell'entalpia dell'aria umida.

⁷⁸ La nebbia è uno stato metastabile nel quale dell'acqua in sospensione risulta miscelata ad aria umida satura.

L'interesse pratico di questo stato (come pure l'aria nevososa) è tipico della Meteorologia più che dell'impiantistica.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

191

h_x
 $t=0$

r_x Figura 143: Tracciamento dell'isoterma $t=0$ nel piano di Mollier

$h_x t=0$

"

C

negativa

$t=10^\circ\text{C}$

$t=20^\circ\text{C}$

$t=30^\circ\text{C}$

$t=40^{\circ}\text{C}$
 $t=50^{\circ}\text{C}$
 0 10
 20
 30
 40
 50
 (x)
 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55g/kg

(°C) (t)
 P (x',h')

Figura 144: Costruzione delle isoterme nel piano di Mollier

v cost ant e
 h cost ant e
 t cost a nt e
 hx
 umidit à cost ant e

Figura 145: Diagramma psicrometrici di Mollier - Schematizzazione

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

192

Figura 146: Diagramma ASHRAE

9.3 MISCELA DI DUE CORRENTI D'ARIA

Se supponiamo di avere due canali coibentati che trasportano ciascuno due flussi d'aria avente condizioni termoigrometriche indicate dai punti 1 e 2, rispettivamente.

()

()

1 1 1 1
2 2 2 2

Corrente 1: , , ,

Corrente 2: , , ,

$m t \chi$

$m t \chi$

$\varphi\varphi$

Allora la miscelazione (supposta per semplicità adiabatica, cioè in assenza di scambio di calore con l'esterno) porta a scrivere tre equazioni di bilancio: una per la massa di aria secca, una per l'entalpia e una per la massa specifica di vapore acqueo. Si hanno, quindi, le equazioni:

1 2 0
1 1 2 2 0 0
1 1 2 2 0 0

$m m m$

$m \chi m \chi m \chi$

$m \hat{h} m \hat{h} m \hat{h}$

+ =

+ =

+ =

Da queste è immediato ricavare:

1 1 2 2

0

1 2

$m \chi m \chi$

χ

$m m$

= +

+ [260]

1 1 2 2

0

$$m_1 h_1 + m_2 h_2$$

$$= + [261]$$

E ancora, in analogia:

$$m_1 t_1 + m_2 t_2$$

$$= + [262]$$

Quindi le condizioni di miscelazione si calcolano facendo la media baricentrica delle grandezze

desiderate pesate secondo le portate di aria secca. La rappresentazione di questa trasformazione è data

in Figura 147 nei due tipi di diagrammi psicrometrici.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

193

9.4 RISCALDAMENTO DI UN FLUSSO DI ARIA UMIDA

Se si riscalda una quantità di aria umida l'umidità associata x rimane costante e la trasformazione

è una retta ad $x = \text{costante}$ a temperatura crescente passante per il punto rappresentativo delle condizioni

iniziali, come raffigurato in Figura 148. In termini di bilancio energetico si può scrivere:

$$m_1 h_1 + Q = m_2 h_2 [263]$$

dalla quale si ricava, tenendo conto della [259]:

$$Q = m_2 (h_2 - h_1) = m_2 [c_p (t_2 - t_1) + x_2 (h_{v2} - h_{v1})]$$

$$Q = m_2 c_p (t_2 - t_1) + m_2 x_2 (h_{v2} - h_{v1}) [264]$$

9.5 RAFFREDDAMENTO DI UN FLUSSO D'ARIA

L'operazione di raffreddamento di una corrente d'aria è un po' più complessa poiché inizialmente

si ha una retta ad $x = \text{costante}$ e temperatura decrescente ma questa non può decrescere oltre la curva di

saturation $\phi = 100\%$ e pertanto, raggiunto questo limite (detto punto di rugiada) si ha anche una

diminuzione della temperatura e dell'umidità specifica.

In pratica, al di là del punto di rugiada l'aria libera sotto forma di condensa parte dell'umidità

presente inizialmente. È quello che avviene, ad esempio, nelle batterie delle UTA (Unità di Trattamento

Aria) che richiedono sempre uno scarico della condensa prodotta dal vapore acqueo dell'aria. Nella

Figura 154 si ha la rappresentazione schematica, per entrambi i due tipi di diagrammi psicrometrici,

della trasformazione qui esaminata.

Tabella 26: Valori dell'entalpia dell'aria umida

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

194

La quantità di condensa si può facilmente calcolare dalla relazione di bilancio:

$$m_{acqua} = m(x_2 - x_1) \quad [265]$$

Il bilancio energetico vale, supposto di essere in regime stazionario:

$$m_1 h_1 + Q = m_2 h_2 = m h_2 \quad [259]$$

ovvero anche, per la [259]:

$$Q = m(h_2 - h_1) - x_2 h_2 + x_1 h_1 \quad [266]$$

Se nella precedente equazione trascuriamo l'entalpia dell'acqua di condensa, h_{acqua} , allora si può semplificare la relazione nella forma:

$$Q = m(h_2 - h_1) \quad [267]$$

Il raffreddamento dell'aria umida è importante sia per le applicazioni impiantistiche climatologiche sia per la piena comprensione del metodo di Glaser⁷⁹ per la formazione della condensa nelle pareti.

123123hxt

x

h

Figura 147: Rappresentazione della miscelazione adiabatica di due correnti d'aria umida

⁷⁹ Il diagramma di Glaser è molto utilizzato nell'impiantistica civile per rappresentare graficamente l'andamento

delle pressioni di vapore nei vari strati di una parete e delle pressioni di vapore di saturazione alle temperature medie degli

stessi strati. Quando le due curve si intersecano allora si ha formazione di condensa interna nella parete. In pratica per

effetto delle distribuzioni di temperature negli strati e delle caratteristiche termofisiche degli stessi, all'interno delle pareti si

può scendere al di sotto del punto di rugiada con conseguente formazione di condensa liquida interstiziale che, di solito, produce

guasti strutturali (sbriciolamento dei materiali, formazione di muffe superficiali, ...).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

195

121

2

hxt

x

h

Figura 148: Rappresentazione del riscaldamento dell'aria umida.

Infatti se raffreddiamo le pareti per effetto degli scambi termici fra interno ed esterno il vapore

acqueo che si trova all'interno dei materiali (isolanti, materiali porosi, superfici a contatto con l'aria) si

mantiene sotto forma di vapore fin quando si trova al di sopra del punto di rugiada. Se la temperatura

scende al di sotto si libera condensa che si deposita sulla superficie esterna della parete o all'interno

dell'isolante o del materiale poroso.

La condensa rievapora non appena l'umidità relativa sale al di sopra della $\phi = 100\%$ ma i materiali

che sono stati bagnati possono deteriorarsi facilmente.

9.5.1 DEUMIDIFICATORI A BATTERIE ALETTATE A SATURAZIONE

Si tratta del tipo di deumidificatori più utilizzati, soprattutto nel campo della climatizzazione, e

consistono in batterie alettate nelle quali un fluido freddo porta l'aria umida (che fluisce esternamente)

in condizioni al di sotto del punto di rugiada e quindi facendo condensare il vapore in eccesso.

La batteria alettata è del tipo ad alette ma in questo caso alla base si deve avere una vasca di

raccolta della condensa ed un sistema di scarico. Il processo di

deumidificazione avviene per variazioni

successive delle condizioni igrometriche dell'aria, come mostrato nella Figura 149: dalla temperatura

iniziale t_1 si passa ad una temperatura t_{21} nella quale inizia il distacco dal raffreddamento ad x costante

per assumere un andamento curvilineo che tende ad un punto di tangenza t_s la cui determinazione è

importante e verrà calcolato nel prosieguo.

Analizziamo la trasformazione assumendo che la portata di aria umida G_a nelle condizioni iniziali

h_1 e x_1 si porti a contatto con la superficie esterna della batteria che è

raffreddata ad una temperatura t_s

inferiore alla temperatura di rugiada t_r . Parte del vapore in eccesso condensa sulla superficie stessa e

possiamo immaginare su questa una situazione del tipo indicata in Figura 150.

In un volume di

controllo abbiamo che entra la portata G_a di aria umida che è posta a contatto con una superficie dS di

batteria alla temperatura t_s .

L'aria passa dalle condizioni x, t, h alle condizioni di uscita $x + dx, t + dt, h + dh$. Il vapore

condensato (si suppone condensazione a film) scorre lungo la superficie della batteria e pertanto la

portata di vapore passa dal valore iniziale G_v al valore $G_v + dG_v$ con la medesima temperatura della

superficie dell'alettatura, t_s . Il bilancio del vapore acqueo ci dice che:

$$dG_v = -G_a dx$$

mentre il bilancio di energia fra le sezioni di ingresso e di uscita fornisce:

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

196

$$dq = -G_a dh - dG_v c t_s$$

con dq positivo se uscente (cioè ceduto dall'acqua alla superficie) che è il flusso di calore

scambiato attraverso la superficie di contatto della batteria, dS , e ancora c è il calore specifico a

pressione costante del condensato.

h_x

t

211

t_{21}

t_s

Tangente

Figura 149: Andamento della fase di raffreddamento con deumidificazione

Nella precedente equazione la variazione di entalpia del condensato è di fatto trascurabile e

quindi essa può semplificarsi nella:

$$dq = -G dh \quad [268]$$

L'aria a contatto con la superficie della batteria a temperatura $t_s < t_R$ (temperatura di rugiada) e dovendo essere in equilibrio con il liquido condensato si trova in condizioni di saturazione, come illustrato nella Figura 151 e nella Figura 152 rispettivamente nel piano di Mollier e ASHRAE.

Ga
Ga
t,x,h
t+dt
x+dx
h+dh
t,x,h ts
Gv
Gv + dGv
dS

Figura 150: Bilancio di massa per il processo di deumidificazione

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

197

h12
S

Figura 151: Deumidificazione nel piano di Mollier

In corrispondenza della superficie dS si ha un flusso convettivo (e quindi di tipo sensibile) dato dalla relazione:

$$q_s = h dS (t - t_s)$$

con h coefficiente di convezione termica da calcolare opportunamente.

Il vapore condensato sulla dS si sposta secondo le leggi del trasporto di massa (Legge di Fick) e si

puo scrivere, in analogia alla convezione termica, la relazione:

$$G_v dG = D dS (x - x_s) \quad [269]$$

con D coefficiente di trasporto di massa. La condensazione di vapore e associata ad un flusso

termico latente che possiamo scrivere pari a:

$$G_v dq = dG r$$

con r calore latente di condensazione dell'acqua ($r=2501$ kJ/kg).

xt
12
S

Figura 152. Deumidificazione nel piano ASHRAE

Il flusso termico totale scambiato dalla superficie dS vale, per le precedenti relazioni:

$$G_s dq = dq + dq = h (t - t_s) + D (x - x_s) r dS$$

Possiamo riscrivere questa relazione, moltiplicando e dividendo per c_p calore specifico dell'aria

umida, nella forma:

$$G_s dq = h c_p (t - t_s) + D (x - x_s) r dS$$

ps s

$$h c_p D$$

$$dq c t t x x r dS$$

c h

$$\square \square$$

$$= \square - + - \square$$

$$\square \square$$

In questo modo si è evidenziato il gruppo adimensionale:

$$\frac{h}{c_p D}$$

detto Numero di Lewis che riveste grande importanza nei fenomeni di trasporto e rappresenta il rapporto fra fenomeni convettivi (rappresentati da h) e diffusivi (rappresentati da c_pD). Nel caso di scambi fra aria umida e la superficie fredda delle batterie alettate in regime turbolento si può ritenere Le

≈ 1 e quindi la diviene:

$$\left(\frac{h}{c_p D} \right)_{ps} = \frac{dq}{c_p dt} = r dx$$

$$= [270]$$

Poiché l'entalpia dell'aria umida vale:

$$\left(\frac{h}{c_p} \right)_{pa,pv} = c_p t + r + c_p t x$$

e il calore specifico dell'aria umida vale (c_p = dh/dt):

$$\left(\frac{c_p}{c} \right)_{pa,pv} = c + c x$$

si può riscrivere la [270] nella forma:

$$\left(\frac{h}{c} \right)_s = \frac{dq}{c} = h dx$$

$$= - [271]$$

Se ora dividiamo membro a membro la [268] e la $v_a dG = -G dx$ si ha:

$$\frac{dq}{dG} = \frac{dh}{dx}$$

$$= c$$

e per la [271] e la [269] possiamo scrivere:

$$\left(\frac{dh}{dx} \right)_{ps} = h dx$$

$$= -$$

Ricordando che Le ≈ 1 e integrando fra le condizioni iniziali e finali si ottiene:

$$\int_{11}^{22} \frac{dh}{h} = \int_{11}^{22} dx$$

$$=$$

$$- \int \int$$

che fornisce:

$$\int_{11}^{22}$$

s s

s s

$h h x x$

$h h x x$

-- = --

-- [272]

Ne segue, sempre con le approssimazioni fatte confermate dalle osservazioni sperimentali, che i punti 1 e 2 stanno sulla stessa retta che contiene il punto S. Pertanto congiungendo il punto iniziale, 1, con il punto S si ha il luogo geometrico nel quale si deve trovare il punto finale 2. Dalla Figura 151 e dalla Figura 152 si può osservare che il punto 2 è più o meno lontano dal punto S a seconda dei valori dei coefficienti convettivi h (nonché dall'estensione della superficie di scambio termico).

Nelle applicazioni impiantistiche la [272] viene applicata raramente, tranne nei calcoli diretti alla progettazione delle batterie alettate, e si preferisce introdurre un nuovo parametro detto fattore di by pass, indicato con l'acronimo inglese BPF. Esso rappresenta il rapporto fra la frazione di aria che non subisce il processo di deumidificazione (segmento $2s$) rispetto alla frazione che invece lo subisce (segmento $1s$) e pertanto vale:

$21s$

BPF

s

= FISICA TECNICA INDUSTRIALE -

VOL. 1° -

TERMODINAMICA APPLICATA

199

La schematizzazione di funzionamento della batteria alettata è data in Figura 153 dove si ipotizza che una parte del flusso d'aria non lambisce le alette ($BPF * G_a$) mentre la restante parte ($(1-BPF)*G_a$) la lambisce. Il fattore di by pass è fornito dai vari costruttori per le batterie commerciali.

Esso dipende dal numero dei ranghi, cioè dal numero alette per pollice, con il quale sono costruite le batterie: al crescere di tale numero si ha un BPF minore perché l'aria ha maggiore possibilità di lambire una aletta fredda.

Viceversa, al diminuire del numero dei ranghi (e quindi anche del costo della batteria) si ha BPF

maggiore. In mancanza di dati dei costruttori si può utilizzare la relazione:

$BPF = 0.67_n$

con n numero dei ranghi.

Valori usuali per batterie a 3 ranghi portano ad avere $BPF=0.2$ mentre per batterie a quattro o

più ranghi (di solito non standard e quindi non facilmente reperibili a magazzino) hanno valori di $0.1 \div$

0.05 . Si tenga presente che il costo delle batterie dipende fortemente dal

numero dei ranghi e che di norma le batterie standard sono a tre ranghi mentre quelle a più ranghi sono sempre costruite su ordinazione.

Geometricamente, assunto $BPF=0.2$, il punto di miscelazione si trova ad una distanza pari al 20%

del segmento 1S partendo da S, ovvero ad una distanza dell'80% di 1S partendo da 1, per la nota regola della leva nella media baricentrica.

Il punto S dipende dalla temperatura media delle alette della batteria più $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ e quindi dalla

temperatura dell'acqua di alimentazione della batteria stessa. Di solito si hanno i seguenti valori: $t_i = 7$

$^{\circ}\text{C}$ e $t_u = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$. Il valore medio e, quindi, 9.5°C e il punto S si troverà al di sopra dell'isoterma pari a $10.5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

1 2

s

BPF Ga

$[1 - BPF] Ga$

Batteria alettata

Aria che subisce by pass

Ga Aria a contatto con le alette e Ga

Figura 153: Schema ideale del raffreddamento con deumidificazione

Per la trasformazione di deumidificazione 12 e possibile valutare

separatamente gli scambi di

calore sensibile e latente e pertanto è possibile definire sia la pendenza della trasformazione che il fattore

termico, così come detto in precedenza. La retta 12S è detta retta della batteria. Occorre distinguere due

fasi di progetto.

È nota la temperatura media del refrigerante e si deve determinare t_s

Se si desidera progettare una centrale di trattamento dell'aria allora si

dovranno utilizzare batterie

di scambio già costruite modularmente dalle varie Case produttrici. In funzione della temperatura media

dell'acqua di refrigerazione che circola all'interno della batteria alettata e del punto iniziale 1 si può

subito tracciare la retta (se esiste!) che da 1 risulti tangente alla $\phi=100\%$ e su questa retta si può

individuare il punto 2 finale noto il BPF fornito dal Costruttore per la batteria selezionata. Si osservi

che la t_s come sopra individuata deve essere congruente con il flusso termico scambiato:

$$\dot{Q} = G(h_1 - h_2)$$

in caso contrario occorre modificare la scelta. Di solito si procede per tentativi.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

200

È nota la temperatura t_s e si deve determinare la temperatura del refrigerante

Sono note le condizioni iniziali e finali (1 e 2) e si deve determinare la temperatura di alimento

della batteria. Sul diagramma psicrometrico si traccia la retta 12 fino all'intersezione con la curva di

saturazione. In questo caso è fondamentale conoscere il BPF fornito dal costruttore e quindi, individuato t_s si determina la temperatura del refrigerante:

$$q = G(h_1 - h_2) = m_w c_w (t_s - t_w)$$

ove il pedice w si riferisce all'acqua refrigerata di alimento della batteria e con m_w si è indicata la portata di massa.

9.6 SATURAZIONE ADIABATICA CON ACQUA FREDDA

Una trasformazione di grande importanza nella climatizzazione (soprattutto estiva) degli ambienti

e quella di saturazione adiabatica dell'aria umida. Essa consiste nello spruzzare sull'aria umida (in controcorrente per migliorare lo scambio) dell'acqua fredda finemente suddivisa (ad esempio con un diffusore a doccia) in modo da far raggiungere all'aria le condizioni di saturazione ($\phi = 100\%$).

Avviene, infatti, che l'acqua finemente suddivisa (e quindi con grande superficie di scambio

termico) evapora passando nella fase di vapore acqueo.

L'aria umida di partenza può assorbire una quantità di vapore sufficiente a farle raggiungere le

condizioni di saturazione oltre le quali non accetta più vapore. In queste condizioni (aria saturata)

l'acqua spruzzata non ha più alcun effetto e viene totalmente rigettata. In

Figura 156 si ha la

rappresentazione schematica per i due tipi di diagrammi psicrometrici della saturazione adiabatica.

Analiticamente la saturazione adiabatica (si trascurano gli scambi con l'esterno) si studia impostando

le equazioni di bilancio dell'entalpia e dell'umidità specifica della corrente d'aria umida prima e dopo

l'operazione di lavaggio con acqua fredda ottenendo le seguenti relazioni:

12

12

12

1122

$$1000 w_1 = 1000 w_2 + m_w w_w$$

$$m_1 x_1 = m_2 x_2 + m_w x_w$$

$$m_1 h_1 = m_2 h_2 + m_w h_w$$

$$m_1 h_1 = m_2 h_2 + m_w h_w$$

$$m_1 h_1 = m_2 h_2 + m_w h_w$$

$$= +$$

$$=$$

$$+ =$$

[273]

ove si è tenuto presente, come si può osservare dal diagramma psicrometrico di Figura 142, che le

quantità di umidità specifica associata ad 1 kg di aria secca sono molto piccole (pochi g/kg_{as} o qualche

decina di g/kg_{as}) e pertanto per riportarle in kg occorre dividerle per 1000.

Si ha il simbolismo della Figura 155 e si è indicata con h_w l'entalpia dell'acqua introdotta con

portata m_w (kg/s).

Si osservi che nelle [273] la portata di aria secca non varia ma varia solo l'umidità specifica per effetto dell'acqua spruzzata.

E' questo il motivo fondamentale per cui le grandezze psicrometriche sono sempre riferite al kg di aria secca. Con semplici passaggi si ottiene:

21

$21 \ 1000 \ 1000$

$w \ w_p \ h \ h \ m \ c$

$\mathcal{R}x$

x

$= - = =$

- [274]

Questa relazione ci dice che il rapporto direttivo R (si ricordi che i diagrammi psicrometri sono in assi obliqui h, x) della retta luogo dei punti della trasformazione considerata e pari all'entalpia dell'acqua che spruzziamo.

Ora l'ultimo membro esprime un rapporto molto piccolo tanto che si considera praticamente pari

a zero e pertanto il rapporto direttivo della retta è nullo.

Cio significa che essa è parallela all'asse delle x ovvero che la trasformazione qui considerata è,

con buona approssimazione (tanto più vera quanto minore è la temperatura dell'acqua spruzzata) una

isoentalpica, come visibile in Figura 156.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

201

122

1

h_{xt}

x

h_{33}

Figura 154: Rappresentazione del raffreddamento di un flusso di aria umida

Figura 155: Schematizzazione del saturatore adiabatico ad acqua fredda

Se si osserva bene l'andamento delle linee di trasformazione che passano dal punto 1 (iniziale) al

punto 2 (finale, saturo) si deduce che la saturazione adiabatica oltre a far aumentare l'umidità₈₀ specifica

(sino alla condizione di saturazione) fa anche scendere la temperatura dell'aria in entrata nel saturatore.

Pertanto si può anche pensare di utilizzare questo sistema (invero semplice ed economico) per

far diminuire la temperatura dell'aria. E' proprio quello che gli arabi hanno fatto per secoli: mediante un

uso sapiente e raffinato dell'acqua delle fontane essi saturavano l'aria che veniva mandata all'interno degli edifici mediante

canali in muratura e ciò contribuiva (e contribuisce tuttora) a mantenerli accettabilmente freschi.

Un'antica usanza meridionale per difendersi dal vento caldo di scirocco e quella di porre nei

battenti delle porte e delle finestre pezze di lana bagnate: l'aria di infiltrazione

(originariamente calda)

che attraversa i battenti si arricchisce di vapore proveniente dai panni bagnati e, inumidendosi, si porta a temperatura inferiore a quella esterna.

80 Nella pratica non tutta l'aria riesce a saturarsi poiché le goccioline non hanno un contatto esteso con tutta la

massa dell'aria che attraversa gli ugelli. Ne consegue che il punto finale, 2, è sempre leggermente al di sopra del punto

rappresentato nella Figura 156. In ogni caso si ha sempre un incremento sensibile dell'umidità specifica e un decremento

della temperatura dell'aria.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

202

1212hxt

x

h

Figura 156: Rappresentazione della saturazione adiabatica dell'aria umida

Allo stesso modo l'antico uso di serbatoi in argilla per custodire l'acqua si giustifica con una

saturazione adiabatica dell'aria circostante ottenuta avvolgendo il serbatoio con un panno di lana (più

poroso del normale panno di cotone) imbevuto con acqua: questa evaporando nell'aria circostante (se

l'umidità relativa è inferiore al 100%) assorbe calore latente di vaporizzazione dal contenuto del

serbatoio e quindi raffresca, seppur moderatamente, l'acqua contenuta all'interno.

Quanto detto spiega anche la sensazione di fresco che si ha in campagna o vicino ai giardini: la

traspirazione di vapore dalle foglie assorbe calore latente dall'ambiente contribuendo a renderlo più

fresco delle zone circostanti e lontane dagli alberi.

La temperatura di saturazione adiabatica, t_b , è, per quanto sopra detto, la temperatura

raggiunta da una quantità di aria umida quando, con un processo adiabatico verso l'esterno, viene

portata a saturazione mediante evaporazione di una certa quantità di acqua che si trovi alla temperatura

t_b . nell'ipotesi di processo adiabatico si può scrivere:

$$h_b = h + (x_b - x) h_{s,b} \quad [275]$$

ove h e x sono l'entalpia e l'umidità specifica della miscela prima del trattamento e h_b e x_b sono le

analoghe grandezze dopo la saturazione adiabatica, h_l è l'entalpia dell'acqua evaporata a temperatura t_b .

Poiché l'aria nelle condizioni finali si hanno le condizioni di saturazione allora queste sono solo

funzioni della temperatura t_b e lo stesso si può dire per l'entalpia del liquido h_l .

Ne segue che t_b è solo funzione di h e x e quindi è una funzione di stato.

Tenendo presente le espressioni delle grandezze interessate, la [275] fornisce:

$$1.006 \left(\frac{t_b}{2501} + 2.364 \right)$$

$$2501 \frac{h - h_b}{h_{s,b}} + 4.194$$

$h_b = h_{s,b}$

$x_b = x_{s,b}$

$t_b = t_{s,b}$

x

t

- + -

= +

- [276]

9.7 MISURA DELL'UMIDITA RELATIVA

Si puo dimostrare, utilizzando le equazioni della diffusione e la legge di Fick, che la temperatura di saturazione adiabatica coincide (con grande approssimazione) con la temperatura dell'aria in moto turbolento attorno ad un bulbo bagnato di un termometro sul quale si faccia evaporare l'acqua.

Questa temperatura viene detta a bulbo umido.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

203

Per contro la temperatura misurata mediante un termometro con bulbo senza garza bagnata viene

detta temperatura a bulbo secco. Se si considera nella [275] (x_b-x) trascurabile rispetto ad h allora si

puo dire che $h_b \approx h$ e quindi t_b e la temperatura dell'aria satura alla stessa entalpia dello stato in esame.

Per la misura dell'umidita specifica si utilizza un particolare strumento detto psicrometro costituito

da due termometri al mercurio posti all'interno di due canne cromate.

Uno dei termometri viene ricoperto da una garza di cotone mentre l'altro resta con bulbo libero.

Bagnata la garza di cotone con dell'acqua, si procede a farla evaporare mediante una ventolina che e

posta in rotazione da una molla precaricata.

Dopo alcuni minuti di rotazione della ventola e quindi di evaporazione dell'acqua, il termometro

con bulbo bagnato si porta in equilibrio con l'aria satura (adiabaticamente, poiche non vi sono scambi

con l'esterno per via della protezione delle canne cromate) segnando la temperatura a bulbo umido mentre

l'altro termometro segna la temperatura a bulbo asciutto.

Nelle ipotesi sopra dette di (x_b-x) trascurabile si puo allora pensare di utilizzare il diagramma

psicrometrico e di individuare il punto ambiente dall'intersezione della retta di saturazione adiabatica

(circa isoentalpica passante per il punto di rugiada) e la isoterma a bulbo secco.

t_b

t_{bu} Punto di

rugiada

isoentalpica

Punto Ambiente

Figura 157: determinazione del punto ambiente mediante uno psicrometro

La procedura di calcolo e schematizzata in Figura 157 mentre lo schema dello psicrometro a

ventolina e in Figura 158.

Bulbo

Secco

Bulbo

Umido

t

bu
t
bs

Figura 158: Psicrometro a ventolina

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

204

10 TERMOELETTICITA

A completamento di questo volume sulla Termodinamica Applicata, vogliamo presentare una applicazione importante che lega gli effetti elettrici e quelli termici e fornisce un importante contributo alla comprensione del fenomeno delle irreversibilita. Prima di procedere alla discussione delle applicazioni vere e proprie dobbiamo introdurre alcuni concetti relativi a tre effetti termoelettrici fondamentali.

10.1 EFFETTO SEEBECK

Se due materiali diversi, A e B come indicato in Figura 159, sono posti a contatto formando due giunzioni e se ciascuna giunzione e posta a temperatura T e T₀ allora ai capi del circuito si sviluppa una f.e.m. data dalla relazione:

$$E = \alpha_{AB}(T - T_0) \quad (277)$$

T T₀

AB

A

E Figura 159: Effetto Seebeck

Il coefficiente α_{AB} e detto coefficiente di Seebeck relativo fra i due materiali considerati A e B. La

Termodinamica Irreversibile (Onsager, Callen) dimostra che e possibile definire i poteri termoelettrici assoluti

α_A e α_B

di ciascuno dei due materiali dato dal rapporto (cambiato di segno) tra il gradiente di potenziale elettrico ed il gradiente di temperatura nel materiale considerato a corrente nulla. Il potenziale termoelettrico assoluto puo essere positivo e negativo e risulta, inoltre:

$$\alpha_{AB} = \alpha_A - \alpha_B \quad (278)$$

Il potere termoelettrico e definito, in forma differenziale, dalla relazione:

() o costante

α_{AB}

T

dE

dT

$$\alpha = \left(\frac{dE}{dT} \right) \quad (279)$$

In genere si utilizza un valore medio di α_{AB} nell'intervallo T÷T₀, come illustrato in Figura 160. I

valori usuali del potere termoelettrico e dell'ordine di 50 μ V/K per materiali metallici e 200÷300 μ V/K

per i materiali semiconduttori. L'effetto sopra descritto e detto Effetto Seebeck e risulta di grandissima

importanza nella applicazioni elettroniche e nel campo delle misure termiche.

Esso, infatti, rappresenta

il legame fra campi termici e fenomeni elettrici.

Scegliendo opportunamente l'intervallo ΔT si può utilizzare un valore medio che è sensibilmente

vicino al valore puntuale di α_{AB} e pertanto si può immaginare una legge funzionale lineare che lega ΔT

con la forza elettromotrice E che si manifesta ai capi dei morsetti. Se una coppia si mantiene a

temperatura nota (ad esempio T_0) allora la (277) lega univocamente la E con la T e quindi, dopo una

opportuna taratura, mediante un voltmetro sufficientemente sensibile, si può conoscere il valore della

temperatura T .

Si osservi che le termocoppie non solo risolvono il problema della misura della temperatura senza

dover fare ricorso a termometri a fluido di tipo convenzionale, esse consentono anche di avere un

segnale elettrico di tipo analogico che può essere utilizzato in campo

controllistico (dispositivi

elettromeccanici) con elevate precisioni e rapidità di risposta.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

205

Oggi le termocoppie sono strumenti standard nel campo delle misure termiche e gli stessi

dispositivi di raccolta dati (Data Logger) provvedono a correggere le misure con riferimento ad un giunto

freddo convenzionale a $0\text{ }^\circ\text{C}$.

Le dimensioni delle termocoppie possono essere davvero piccole potendosi oggi costruire

giunzioni con diametri inferiori a 0.2 mm e quindi inseribili in punti di misura tanto piccoli da

disturbare molto poco il campo di misura.

α_T Valore Medio

Figura 160: Andamento del potere termoelettrico al variare della temperatura

Le coppie di metalli usate sono Ferro - Stagno, Ferro - Costantina, ed altre ancora.

10.2 EFFETTO PELTIER

Si consideri adesso il circuito di Figura 161 nel quale le due giunzioni composte dai materiali A e

B sono mantenute alle temperature T e T_1 con circuito chiuso e con una corrente circolante I . Si

dimostra che allora in corrispondenza delle due giunzioni si ha cessione ed assorbimento di flussi

termici dati dalla relazione:

$$q_P = \pi_{AB} I \quad (280)$$

ove π_{AB} è detto coefficiente relativo di Peltier tra i materiali A e B . Le dimensioni di questo coefficiente

sono di $[\text{W/A}] = [\text{V}]$. Il coefficiente di Peltier deve essere valutato alla temperatura del giunto a cui si

riferisce.

Anche l'effetto Peltier è reversibile per cui invertendo la polarità della generatore di tensione, e

quindi il verso della corrente, si ha l'inversione dei flussi termici.

Fra i coefficienti di Seebeck e quello di Peltier si dimostra (vedi Onsager) valere la seguente relazione:

$$P_{AB} = \alpha T \quad (281)$$

Ove T è la temperatura del giunto considerato. Pertanto l'effetto Peltier si può anche scrivere nella forma:

$$P_{AB} q = \alpha T I = \alpha - \alpha T I \quad (282)$$

Si osservi che oltre ai flussi termici di Peltier si hanno contemporaneamente i flussi Joule (per effetto della resistenza elettrica dei materiali) e Fourier (di conduzione termica per effetto della differenza di temperatura fra i due giunti).

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

206

T
AB
A
+ -
T1
I
q
P -
q
P+

Figura 161: Effetto Peltier

Questo effetto risulta di grande importanza perché consente di costruire dispositivi termoelettrici (frigoriferi termoelettrici, generatori termici) di grande importanza nelle applicazioni.

10.3 EFFETTO THOMSON

Questo effetto si manifesta quando un conduttore è attraversato da corrente. In esso si sviluppa (o si assorbe, a seconda del verso della corrente) una potenza termica data dalla relazione:

$$\frac{dq}{dx} = \tau \frac{dT}{dx} \quad (283)$$

con τ detto coefficiente di Thomson (espresso nel S.I. in [V/K]), dT/dx il gradiente di temperatura.

Si dimostra ancora (vedi Onsager) che vale la relazione:

$$\tau = \alpha \quad (284)$$

Anche l'effetto Thomson è reversibile, come gli altri due effetti sopra indicati. Si osservi che questo flusso termico è spesso mascherato da quello generato dall'effetto Joule e si somma (con il suo segno) ad esso nelle normali operazioni.

10.4 REFRIGERAZIONE TERMOELETTRICA

Una applicazione interessantissima degli effetti termoelettrici sopra descritti e la refrigerazione per effetto Peltier che sta trovando oggi notevoli applicazioni nel campo elettronico ed astronautico.

Consideriamo lo schema di Figura 162 nel quale una coppia di semiconduttori di tipo, rispettivamente p₈₁ ed n₈₂ (giustificeremo fra breve il motivo di questa scelta) uniti in modo da formare due giunti, quello caldo in alto e quello freddo in basso. Il circuito è chiuso e circola una corrente di intensità I alimentata da un generatore di tensione ΔV.

Il bilancio di energia al giunto freddo è dato da:

$$q_0 = q_p + q_j \quad (285)$$

ove si ha:

× q_p calore generato o assorbito per effetto Peltier;

× q₀ calore assorbito al giunto freddo,

⁸¹ Un semiconduttore di tipo p e drogato con elementi positivi e quindi si hanno lacune elettriche positive disponibili.

⁸² Un semiconduttore di tipo n e drogato con elementi negativi e quindi si hanno elettroni liberi che sono caricati negativamente.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

207

× q_j calore generato internamente per effetto Joule e per conduzione termica fra i giunti.

E_p

n

q₀ q₁ q

1

T₀

T₁ T₁

Giunto Freddo

Giunto caldo

I

q_i q_p q_j q_i

Figura 162: Schema di un frigorifero termoelettrico

Il calore interno può essere esplicitato dalla relazione:

$$q_0 = q_p + q_j + q_i \quad (286)$$

$$q_0 = \alpha_{pn} I T_c - \frac{1}{2} I^2 R + K(T_h - T_c) \quad (287)$$

ove si è supposto, per semplicità (ma con buona approssimazione) che il calore prodotto per effetto Joule si suddivide in parti eguali verso i due giunti. Nella precedente relazione K è la trasmittanza termica

totale che dipende dai materiali utilizzati per i due componenti p ed n. Inoltre R è la resistenza elettrica totale del circuito. Sostituendo le espressioni del calore di Peltier

dato dalla (282) nella (285) si ha:

dato dalla (282) nella (285) si ha:

dato dalla (282) nella (285) si ha:

$$q_0 = \alpha_{pn} I T_c - \frac{1}{2} I^2 R + K(T_h - T_c) \quad (287)$$

$$q_0 = \alpha_{pn} I T_c - \frac{1}{2} I^2 R + K(T_h - T_c) \quad (287)$$

Questo è l'effetto frigorifero prodotto da questo circuito. Esso dipende dai materiali (tramite α_{pn}) e

dalle loro proprietà termofisiche (K) ed elettriche (R). Di un frigorifero si suole calcolare l'efficienza frigorifera definita dal rapporto fra l'effetto frigorifero ottenuto e la potenza elettrica impegnata, cioè:

$$\frac{Q_c}{P} = (288)$$

Osserviamo ora che la caduta di tensione nel circuito e la somma della caduta ohmica e di quella per effetto Seebeck, cioè si ha:

$$\Delta V = \alpha (T_c - T_h) + RI \quad (289)$$

Pertanto la potenza elettrica spesa vale:

$$P = \Delta V \times I = \alpha (T_c - T_h) I + RI^2 \quad (290)$$

L'efficienza frigorifera risulta allora data dal rapporto (per la (287) e la (290) sopra scritte):

$$\frac{Q_c}{P} = \frac{\alpha (T_c - T_h) I}{\alpha (T_c - T_h) I + RI^2} = \frac{0.5 \frac{pn}{a} T_c T_h}{T_c T_h + T_c T_h \frac{RI}{\alpha (T_c - T_h)}}$$

Questa relazione è interessante poiché ci consente di osservare che in assenza di perdite irreversibili dovute alla conduzione termica e all'effetto Joule avremmo ottenuto una efficienza pari a:

$$\frac{Q_c}{P} = \frac{\alpha (T_c - T_h) I}{\alpha (T_c - T_h) I} = 1$$

che è l'efficienza massima ottenibile da un ciclo di Carnot inverso. Le irreversibilità, quindi, riducono l'effetto frigorifero e quindi occorre ridurle al massimo. In pratica si può dimostrare che occorre massimizzare il parametro:

(292)

detto figura di merito della coppia di materiali utilizzati. Si osservi come in questo rapporto siano

comprese sia le proprietà termoelettriche (α_{pn}) che quelle elettriche (R) e termiche (K). Attualmente

sono disponibili materiali aventi figura di merito pari a $z = 0.003 \text{ K}^{-1}$ ed aventi le seguenti caratteristiche:

coefficiente termoelettrico assoluto: $\alpha = 0.00021 \text{ V/K}$

resistività elettrica. $\rho = 0.00001 \text{ } \Omega\text{m}$

conduttività termica: $\lambda = 1.5 \text{ W/(mK)}$.

Si tratta di leghe di bismuto - tellurio - antimonio per gli elementi di tipo p e di bismuto - tellurio -

selenio per gli elementi di tipo n.

In Figura 163 si ha un abaco che indica l'andamento dell'efficienza frigorifera ϵ in funzione della

differenza di temperatura ($T_1 - T_0$) in ascissa e della figura di merito z

(assumendo che la temperatura del giunto

caldo sia pari a quella atmosferica $T_1 = 300 \text{ K}$).

Come si può osservare per una figura di merito $z = 0.003 \text{ K}^{-1}$ si possono avere efficienze comprese

fra 2 e 4 per ΔT compresi fra 10 e 20 °C.

Figura 163: Efficienza di frigorifero termoelettrico in funzione della figura di

merito

Questi valori sono del tutto comparabili a quelli dei frigoriferi a compressione di vapori saturi ma

con l'indubbio vantaggio di non avere organi meccanici in movimento e quindi di potere avere effetti

frigoriferi anche in assenza di gravità o in condizioni operative di particolare disagio. In Figura 164 si ha

lo schema costruttivo di un frigorifero ad effetto Peltier.

Ecco spiegato, quindi, l'interesse di questo dispositivo per applicazioni aeronautiche e spaziali e in

questi ultimi anni anche per alcune applicazioni elettroniche.

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

209

Sono infatti disponibili (ad un costo contenuto di circa 5 €/W) piccoli frigoriferi Peltier da applicare al

di sopra di microprocessori per mantenerli a temperatura accettabile.

Figura 164: Schema costruttivo di un frigorifero Peltier

Questi componenti, infatti, presentano forti dissipazioni termiche (20 ÷ 90 W per una superficie di

scambio effettiva di qualche cm²) e richiedono un accoppiamento con opportuni sistemi di dispersione.

Solitamente si utilizzano le piastre con alette di alluminio ma per potenze specifiche elevate

queste possono non essere sufficienti.

Inoltre se manca la circolazione dell'aria le piastre alettate non possono lavorare correttamente

(vedi computer portatili).

Quando si vuole ottenere un raffreddamento certo e maggiore che nei casi normali le piastre

Peltier sono una valida alternativa.

10.5 GENERATORI TERMO ELETTRICI

Una seconda applicazione interessante è quella del generatore termoelettrico che si differenzia

dalle celle fotovoltaiche per il fatto che possono utilizzare calore e non radiazione solare.

In Figura 165 si ha lo schema elettrico di un generatore termoelettrico formato da giunti di

materiali di tipo p ed n collegati su un carico r.

Il giunto caldo assorbe la potenza termica q_e mentre il giunto freddo cede (cioè e raffreddato

esternamente) la potenza termica q_c . Con riferimento ai versi dei flussi segnati si ha il seguente bilancio al

giunto caldo:

$$q_e + q_j = q_p + q_{cond} \quad (293)$$

Il flusso di Peltier vale al giunto caldo:

$$q_{pn1} = \alpha I T \quad (294)$$

e al giunto freddo:

$$q_{pn2} = \alpha I T \quad (295)$$

Con il solito ragionamento di flusso Joule diviso in due fra giunto caldo e giunto freddo, la (293)

diviene:

$$q_e + q_j = q_c + R I^2 \quad (296)$$

$$q_e + q_j + K(T_c - T_h) = q_c + R I^2 \quad (296)$$

ove K indica la trasmittanza termica ed R la resistenza dei giunti.

Isolando il termine q_e che è la potenza termica esterna fornita si ha:

$$q_e = q_c - q_j - K(T_c - T_h) + R I^2 \quad (297)$$

$$q_e = q_c - \alpha I T_c + \alpha I T_h - K(T_c - T_h) + R I^2 \quad (297)$$

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

210

p n

q_e

q_c q₁

T₁

T₂

Giunto Freddo

Giunto caldo

I

q_J q_p q_n q_J

q_{cond}

r

Figura 165: Schema di un generatore termoelettrico

La potenza elettrica ceduta al carico r vale:

$$P = r I^2 \quad (298)$$

e pertanto il rendimento di trasformazione di questo generatore, dato dal rapporto fra la potenza

elettrica ottenuta e quella termica spesa, vale:

()

22

1 1 2 2 0.5 e pn

PrI

q I T K T T R I

η

α=

=

+ - - (299)

La corrente che circola nel circuito vale:

() pn 1 2 E T T

I

R r R r

α -

= =

+ + (300)

Si dimostra che per ottenere il massimo trasferimento di potenza debbono essere eguali la resistenza interna (R) e quella del carico r (carico adattato). Anche per questi dispositivi si definisce una nuova figura di merito data dal rapporto:

' pn Z

K R

α=

(301)

Per i generatori che è possibile costruire oggi si hanno valori compresi fra 0.002 ÷ 0.004 K₁.

Il rendimento del generatore in funzione della figura di merito è dato in Figura 166 con

temperatura del giunto freddo sempre pari a quella ambiente (300 K).

Al crescere della temperatura del giunto caldo e per figure di merito pari a 0.003 K₁ si ha un

rendimento dell'ordine di 0.15 ÷ 0.20.

Si tratta di valori interessanti e del tutto paragonabili a quelli ottenuti con buone celle fotovoltaiche.

Come si vede, anche senza fluido di lavoro circolante nel dispositivo, si ha sempre un rendimento effettivo di gran lunga inferiore rispetto a quello ottenibile con un ciclo di Carnot.

Anche per i dispositivi elettrici vale la 2° Legge della Termodinamica!

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

211

Figura 166: Rendimento dei generatori termoelettrici

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° - TERMODINAMICA APPLICATA

212

11 BIBLIOGRAFIA

Testi fondamentali

1. G. CAMMARATA: "Fisica Tecnica Ambientale", Dispense A.A. 2001/2002, Facoltà di Architettura, Siracusa.

2. G. CAMMARATA: "Impianti Termotecnici" Vol. 1 ÷ 3, Dispense A.A. 2004-2005, Facolta di Ingegneria di Catania.
3. G. CAMMARATA: "Complementi di Impianti Termotecnici", Volume unico, A.A. 2005-2005, Facolta di Ingegneria di Catania
4. G. CAMMARATA: "Impianti Tecnici Edili" Vol. 1 e 2, Dispense A.A. 2005-2006, Facolta di Architettura, Siracusa.
5. G. CAMMARATA: "Climatologia dell'ambiente costruito", Vol. I e II, Dispense A.A. 1999/2000, Facolta di Architettura, Siracusa.
6. A. CAVALLINI - L. MATTAROLO: "Termodinamica Applicata" . Ed. CLEUP Padova
7. Y. A. CENGEL: "Termodinamica e Trasmissione del Calore", Mc. Graw Hill, 1998
8. M. FELLI: "Lezioni di Fisica Tecnica" . Vol. 1. Ed. ESA
9. A. SELLERIO: "Fisica Tecnica", Vol. I e II, Ed. Pezzino, Palermo
10. H. CALLEN : "Termodinamica", Ed. Tamburini
11. Y. ZEMANSKY: "Calore e Termodinamica", Ed. Zanichelli
12. A. CAVALLINI, M. SOVRANO: "Gasdinamica", Patron Editore, Padova
13. A BONACINA - A CAVALLINI - L MATTAROLO: "Trasmissione del Calore". CLEUP. Padova
14. GUGLIELMINI - PISONI : "Elementi di Trasmissione del Calore ". Ed. VESCHI
15. MASTRULLO - MAZZEI - NASO - VANOLI: "Fondamenti di trasmissione del calore". Ed. Liguori Napoli. Vol. 1 per la teoria e Vol. 2 per le esercitazioni.
16. L. C. THOMAS: "Fundamentals of heat transfer". Ed. Prentice Hall Inc.
17. M JACOB: "Heat Transfer", Vol. 1, N.Y., 1949.
18. A. SACCHI - G. CAGLIERIS : "Climatizzazione", UTET 1977
19. A. BADAGLIACCA: "Fondamenti di trasmissione del calore", Aracne, 1997
20. H. BUCKIUS: "Fundamentals of Engineering Thermodynamics", Mc Graw Hill
21. MORAN-SHAPIRO: "Fundamentals of Engineering Thermodynamics", J. Wiley e Son
22. MYERS: "Engineering Thermodynamics", Prentice Hall
23. J.A. DUFFIE - W.A. BECKMAN: "Solar Engineering of thermal processes", J. Wiley, 1991
24. CADZOW, MARTENS: "Discrete time and computer control systems", Prentice Hall, 1970.
25. ASHRAE: "Fundamentals", cap. 26. 1981 e seguenti: 1985,1989,1993
26. AICARR: "Mini Guida CARR", Vol 1, Milano 1998

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

213

INDICE GENERALE

1 UNITÀ DI MISURA E SISTEMI DI UNITÀ DI MISURA 4

1.1 CONVERSIONE DELLE UNITÀ DI MISURA PIÙ RICORRENTI 5

1.2 COSTANTI FISICHE NOTEVOLI ED UNIVERSALI 6

1.3 VALORI COMUNI DI ALCUNE PROPRIETÀ TERMOFISICHE DEI CORPI 7

2 INTRODUZIONE ALLA TERMODINAMICA CLASSICA 8

2.1 GRANDEZZE MICROSCOPICHE E MACROSCOPICHE 10

2.1.1 LA TRASFORMAZIONE TERMODINAMICA 10

2.1.2 GRANDEZZE TERMODINAMICHE INTERNE ED ESTERNE 10

2.2 CENNI STORICI DELLA TERMODINAMICA CLASSICA 12

2.3 IL SISTEMA TERMODINAMICO	14
2.4 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI APERTI	16
2.4.1 GRANDEZZE SPECIFICHE	16
2.4.2 FORME DI ENERGIA FONDAMENTALI	17
Energia Cinetica:	17
Energia Potenziale	17
Energia Termica	17
Lavoro Termodinamico	17
Energia Elettrica	18
Energia Chimica	18
Energia di Flusso	18
2.4.3 EQUAZIONE DI BILANCIO PER UN SISTEMA APERTO	18
2.5 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI APERTI	19
2.6 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI CHIUSI	21
2.7 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER I SISTEMI ISOLATI	21
2.8 EQUAZIONE DELL'ENERGIA PER SISTEMI APERTI STAZIONARI	22
2.9 TRASFORMAZIONI REVERSIBILI	23
2.10 IL FLUIDO IDEALE	26
Equazione elasto-termometrica	26
Equazione energetico - calorimetrica	26
Lavoro nelle trasformazioni adiabatiche	27
Calore scambiato lungo una isobara	28
Calcolo delle grandezze di scambio	28
Relazione di Mayer per i Fluidi ideali	28
Calore specifico in una politropica	29
3 PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA	30
3.1 POTENZIALI TERMODINAMICI: ENERGIA INTERNA, ENTALPIA	30
3.2 LAVORO TERMODINAMICO	31
3.3 IL LAVORO TECNICO	32
3.4 PIANO TERMODINAMICO DI CLAPEYRON	33
4 SECONDO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA	35
4.1 ENUNCIATI DI KELVIN, CLAUSIUS, CARNOT, DUHEM	35
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA	214
Enunciato di Clausius	35
Enunciato di Kelvin	36
Enunciato di Carnot	36
Enunciato di Duhem	36
4.1.1 ENUNCIATO DI CLAUSIUS	36
4.1.2 ENUNCIATO DI KELVIN	36
4.1.3 ENUNCIATO DI CARNOT	37
Irreversibilità negli scambi termici	38
Irreversibilità negli scambi di lavoro	39
4.1.4 ENUNCIATO DI DUHEM	40
4.2 SCALA ASSOLUTA E TERMODINAMICA DELLA TEMPERATURA	40
4.3 ENTROPIA E SUO SIGNIFICATO FISICO	41
4.3.1 ENUNCIATO DI PERRIN E LONGEVIN E LEGGE DI POTIER E PELLAT	46
Il calore interno	46
Esperienza di Potier e Pellat	47
4.3.2 PROCESSI INTERNAMENTE REVERSIBILI ED INTERNAMENTE IRREVERSIBILI	49
4.4 NUOVA DEFINIZIONE DI TEMPERATURA E PRESSIONE	50
La Temperatura	50
La Pressione	52
4.5 ESPRESSIONE DELL'ENTROPIA PER SISTEMI NON ISOLATI	54
4.5.1 SISTEMI CHIUSI (<i>A CONTROLLO DI MASSA</i>)	54

Serbatoi reversibili di calore	54
Serbatoi reversibili di lavoro	54
4.5.2 SISTEMI APERTI (<i>A CONTROLLO DI VOLUME</i>)	55
4.6 PRODUZIONE DI ENTROPIA NEI PROCESSI NATURALI	56
Scambio di calore fra sorgente e sistema con differenza di temperatura finita	57
Flusso adiabatico di un fluido reale (con attrito)	58
4.7 CONFRONTO FRA TERMODINAMICA CLASSICA E IRREVERSIBILE	60
Strutture dissipative	61
Biforcazioni	61
4.7.1 INFLUENZA DEL RUMORE AMBIENTALE	64
4.8 AUTORGANIZZAZIONE NEI SISTEMI COMPLESSI	64
Autorganizzazione	64
4.8.1 ISOMORFISMO	66
Attrattori	66
Risonanza	66
Membrane semipermeabile	66
Benessere delle parti e del tutto	66
Differenziazioni delle diversità interattive	66
Strutture frattali (<i>autosimilarità</i>)	66
Autonomia interattiva	66
Collegamenti e forma flessibili	66
Messaggeri, trasmettitori rappresentativi	66
Stabilità mediante fluttuazione	67
Dissipazione di energia bloccata	67
Aumento della produzione di <i>entropic drift</i>	67
Ritmi, cicli, vibrazioni	67
Balzi evolutivi improvvisi, emergenze	67
Dipendenza sensitiva	67
Conferme delle novità	67
Feedback autoriferito	67
Direzione della coevoluzione	67
Ipercicli	68
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA	215
Conclusioni	68
4.9 ENTROPIA PER I GAS IDEALI	68
4.10 PIANO TERMODINAMICO DI GIBBS	69
4.10.1 SIGNIFICATO DELLA SOTTOTANGENTE NEL PIANO (T,S)	69
4.11 PIANO DI MOLLIER O ENTALPICO	71
4.12 PROCESSI ISOENTROPICI E ADIABATICI	72
Expansione isoentropica e reale	72
Compressione isoentropica e reale	73
4.13 EQUAZIONI DI MAXWELL	73
4.14 FORME DIFFERENZIALI DELL'ENTROPIA	75
4.15 FORMA DIFFERENZIALE DELL'ENERGIA INTERNA	76
4.16 FORMA DIFFERENZIALE DELL'ENTALPIA	77
4.17 RELAZIONE DI MAYER GENERALIZZATA	77
4.18 STUDIO ELASTO-TERMOMETRICO E ENERGETICO-CALORIMETRICO DEI CORPI	78
Esempio di studio Energetico – Calorimetrico	79
5 EXERGIA	81
5.1 EXERGIA DI UN SISTEMA APERTO STAZIONARIO	82
Caso dei sistemi chiusi	83
Caso di sistemi senza scambi di energia con l'esterno	84
5.2 TEOREMA DI GOUY STODOLA	84

5.3 COSTRUZIONE DI BOSNIAKOVIC PER L'EXERGIA	85
5.4 RENDIMENTO EXERGETICO DI ESPANSIONE	86
5.5 RENDIMENTO EXERGETICO DI COMPRESSIONE	87
5.6 IL FATTORE DI QUALITÀ, FQ	88
5.7 ESPRESSIONI DEI RENDIMENTI ENERGETICI ED EXERGETICI	88
6 I FLUIDI REALI	90
Equazione di Van der Waals	91
Equazione di Beattie - Bridgeman	92
Equazione di Benedict – Webb - Rubin	93
Equazione del Viriale	93
Equazione di Dietirici	93
6.1 ESPERIENZA DI JOULE - THOMPSON	93
7 I VAPORI SATURI	97
7.1.1 EQUAZIONI DI MAXWELL APPLICATE AI CAMBIAMENTI DI STATO	98
7.1.2 CALORE LATENTE	99
7.1.3 CALORE TOTALE DI VAPORIZZAZIONE E SURRISCALDAMENTO	100
7.1.4 TITOLO DEL VAPORE	100
7.1.5 ESPRESSIONE DI δQ PER UN VAPORE SATURO	102
7.1.6 CURVA DI INVERSIONE	103
7.2 CURVA DI ANDREWS NEL PIANO DI MOLLIER	104
8 MACCHINE TERMICHE	107
8.1 RENDIMENTI IDEALI E REALI	107
8.1.1 RAPPORTO DEI LAVORI	108
8.2 LA MACCHINA A VAPORE (CICLO RANKINE)	109
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA	216
8.2.1 IL CICLO TERMODINAMICO IDEALE	110
8.2.2 CONSUMO SPECIFICO DI VAPORE	112
8.2.3 COMPONENTI DELLE CENTRALI TERMICHE A VAPORE	113
La Caldaia	113
La Turbina a vapore	114
Condensatore	116
Pompe di alimentazione in caldaia	116
8.2.4 CICLO HIRN	116
8.2.5 CICLI RIGENERATIVI	119
8.2.6 CICLI A SPILLAMENTO	120
8.2.7 COMBUSTIBILI UTILIZZATI NEGLI IMPIANTI A VAPORE	122
8.3 FUNZIONAMENTO DEI GENERATORI DI CALORE	122
Temperatura teorica di combustione	125
Rendimenti e Perdite	125
8.3.1 CICLI COMBINATI E COGENERATIVI	126
Impianti a derivazione e condensazione	126
8.3.2 IMPIANTI A CONTROPRESSIONE	128
8.3.3 DIAGRAMMA DI SUNKEY	129
Perdite per combustione adiabatica nel generatore	129
Perdite nello scambio di calore fumi – acqua nel generatore termico	130
Perdite per lo scarico dei fumi al camino	130
Perdite per espansione non isoentropica del vapore nella turbina	131
Perdite nel condensatore	132
8.4 MOTORI ENDOTERMICI	132
8.4.1 CICLO OTTO	132
Ciclo Termodinamico	133
8.4.2 CICLO DIESEL	135
Ciclo Termodinamico	136
8.4.3 CICLO SABATHE	140

8.4.4 COMBUSTIBILI UTILIZZATI DAI DIESEL 142

8.5 IL CICLO JOULE - BRYTON 142

Rapporto dei lavori e Backwork ratio 145

8.5.1 CICLI JOULE - BRYTON CON TRASFORMAZIONI NON ISOENTROPICHE 148

Rapporto dei lavori per cicli non isoentropici 150

8.5.2 CICLI JOULE – BRYTON RIGENERATIVI 151

Ciclo J-B con trasformazioni non isoentropiche e rigenerazione termica 153

8.5.3 IMPIANTI DI TERRA CON TURBINE A GAS HEAVY DUTY 156

8.5.4 COMBUSTIBILI UTILIZZATI DALLE TURBINE A GAS 157

8.5.5 POSSIBILITÀ DI COGENERAZIONE DELLE TURBINE A GAS 158

8.6 LA MACCHINA DI CARNOT A CICLO INVERSO 160

8.7 MACCHINA FRIGORIFERA A COMPRESSIONE DI VAPORI 161

8.7.1 IMPIANTI FRIGORIFERI 166

Impianti Frigoriferi a ciclo Joule – Bryton inverso 166

8.7.2 LAMINAZIONE 167

Valvola Termostatica 168

8.7.3 FLUIDI FRIGORIGENI 169

Il Problema dell'Ozono 169

Rilascio dei CFC in ambiente 171

Caratteristiche Termofisiche dei Fluidi Frigorigeni 172

8.8 MACCHINE FRIGORIFERE AD ASSORBIMENTO 176

8.8.1 FUNZIONAMENTO DELLA MACCHINA AD ASSORBIMENTO 177

8.9 RICHIAMI DI TERMODINAMICA DELLE SOLUZIONI 178

8.10 PROGETTO DI UN IMPIANTO AD ASSORBIMENTO 180

8.11 DETERMINAZIONE DEL CICLO AD ASSORBIMENTO 184

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
217

8.12 POMPA DI CALORE E SUE APPLICAZIONI 185

9 PSICROMETRIA 187

Legge di Gibbs-Dalton 187

Legge di Amagat - Leduc 187

9.1 PARAMETRI FONDAMENTALI PER L'ARIA UMIDA 187

Umidità Specifica Associata 187

Umidità Relativa 187

Grado Igrometrico 188

Entalpia dell'Aria Umida 188

Volume totale dell'Aria Umida 189

9.2 DIAGRAMMA PSICROMETRICO 189

9.3 MISCELA DI DUE CORRENTI D'ARIA 192

9.4 RISCALDAMENTO DI UN FLUSSO DI ARIA UMIDA 193

9.5 RAFFREDDAMENTO DI UN FLUSSO D'ARIA 193

9.5.1 DEUMIDIFICATORI A BATTERIE ALETTATE A SATURAZIONE 195

E' nota la temperatura media del refrigerante e si deve determinare t_s 199

E' nota la temperatura t_s e si deve determinare la temperatura del refrigerante 200

9.6 SATURAZIONE ADIABATICA CON ACQUA FREDDA 200

9.7 MISURA DELL'UMIDITÀ RELATIVA 202

10 TERMOELETTICITÀ 204

10.1 EFFETTO SEEBECK 204

10.2 EFFETTO PELTIER 205

10.3 EFFETTO THOMSON 206

10.4 REFRIGERAZIONE TERMOELETTICA 206

10.5 GENERATORI TERMO ELETTRICI 209

11 BIBLIOGRAFIA 212

Testi fondamentali 212

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
218

INDICE DELLE FIGURE

- Figura 1: Rappresentazione di un sistema termodinamico 15
- Figura 2: Schematizzazione del lavoro termodinamico. 17
- Figura 3: Sistema Aperto - Condizioni di scambio 20
- Figura 4: Esempio di trasformazione non reversibile 24
- Figura 5: Rappresentazione delle trasformazioni reversibili e irreversibili. 24
- Figura 6: Trasformazioni reversibili e irreversibili 25
- Figura 7: Trasformazioni che dipendono dal percorso 31
- Figura 8: Lavoro tecnico di un sistema termodinamico 32
- Figura 9: Lavoro ideale nel piano di Clapeyron 34
- Figura 10: Lavoro tecnico nel piano di Clapeyron 34
- Figura 11: Trasformazione con ciclica di calore in lavoro 37
- Figura 12: Rappresentazione della Macchina di Carnot 37
- Figura 13: Confronto fra ciclo di Carnot e ciclo a infinite sorgenti 42
- Figura 14: Trasmissione di calore fra due sistemi 45
- Figura 15: Esempio di scambio positivo di calore interno 46
- Figura 16: Esperienza di Potier - Pellat 48
- Figura 17: Esempio di sistema isolato formato da 4 sottosistemi 50
- Figura 18: Verifica del concetto di temperatura 52
- Figura 19: Verifica del concetto di pressione 53
- Figura 20: Produzione di entropia per differenza di temperatura 57
- Figura 21: Produzione di entropia nel moto dei fluidi reali 59
- Figura 22: Esempio di biforcazioni successive 62
- Figura 23: Esempio di biforcazioni primarie successive 63
- Figura 24: Schematizzazione di un circuito a circolazione naturale 63
- Figura 25: Andamento degli attrattori per protostabili (sinistra) e instabili (destra) 63
- Figura 26: Celle di Benard 65
- Figura 27: Piano di Gibbs 69
- Figura 28: Andamento delle isocore e delle isobare nel piano (T,s) 69
- Figura 29: Rappresentazione di un ciclo di Carnot nel piano (Ts) 70
- Figura 30: Andamento delle trasformazioni nel piano di Gibbs 70
- Figura 31: Significato della sottotangente nel piano (Ts) 70
- Figura 32: Rappresentazione della Legge di Mayer sul piano (Ts) 71
- Figura 33: Piano entalpico di Mollier 71
- Figura 34: Calcolo della temperatura nel piano di Mollier 71
- Figura 35: Espansione ideale e reale 72
- Figura 36: Compressione ideale e reale 73
- Figura 37: Exergia di una massa a temperatura T_1 81
- Figura 38: Sistema termodinamico stazionario 83
- Figura 39: Costruzione di Bosniakovic 86
- Figura 40: Espansione ideale e reale nel piano (h,s) 86
- Figura 41: Costruzione di Bosniakovic per il rendimento exergetico 87
- Figura 42: Costruzione di Bosniakovic per il rendimento exergetico di compressione 87
- Figura 43: Andamento del Fattore di Carnot 88
- Figura 44: Curve di Amagat per i gas reali 90
- Figura 45: Isoterme di Van der Waals 92
- Figura 46: Esperienza di Joule - Thompson 94
- Figura 47: Andamento delle curve isoentalpiche 94
- Figura 48: Vapori saturi nel piano (pv) 97

Figura 49: Calcolo del titolo del vapore 100
Figura 50: Curve isotitolo nel piano (pv) 101
Figura 51: Curva di Andrews nel piano (Ts) 102
FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
219

Figura 52: Espressione di δQ per un vapore saturo 102
Figura 53: Curva di inversione dei vapori saturi 103
Figura 54: Piano di Mollier 104
Figura 55: Rapporto dei rendimenti in funzione del Rapporto Lavori 108
Figura 56: Curva di Andrews per il vapore d'acqua 109
Figura 57: Ciclo di Carnot con vapore saturo 111
Figura 58: Ciclo delle macchine a vapore di Rankine 111
Figura 59: Ciclo Rankine nel piano (Ts) 112
Figura 60: Confronto fra il ciclo Rankine e il ciclo di Carnot 112
Figura 61: Layout di una caldaia di potenza per grandi centrali 114
Figura 62: Schema di una turbina a vapore 115
Figura 63: Turbina a vapore aperta 115
Figura 64: Turbina a vapore ad anelli contrapposti 116
Figura 65: Spostamento del punto D verso sinistra al crescere della pressione in caldaia 117
Figura 66: Ciclo Hirn nel piano (T,s) 118
Figura 67: Ciclo Hirn con due surriscaldamenti 118
Figura 68: Ciclo Rankine con rigenerazione termica 119
Figura 69: Layout di un ciclo Hirn con 4 spillamenti 120
Figura 70: Cicli a spillamento 121
Figura 71: Bilancio energetico per un generico recuperatore di calore 121
Figura 72: Sistema termodinamico di un generatore 123
Figura 73: Bilancio energetico per un generatore 124
Figura 74; Ciclo a vapore a derivazione e condensazione 127
Figura 75: Schema di un impianto a vapore con turbina in contropressione 127
Figura 76: Schema di un impianto a contropressione con due turbine e due livelli di scarico vapore 128
Figura 77: Schema di un sistema cogenerativo con turbina a vapore a contropressione per reti di teleriscaldamento 128
Figura 78: Cicli Hirn con un solo surriscaldamento 129
Figura 79: Layout del ciclo Hirn ai fini del calcolo delle perdite 130
Figura 80: Diagramma di Sunkey per un ciclo Hirn 131
Figura 81: Ciclo Otto nel piano (p,v) 133
Figura 82: Ciclo Otto per motori a benzina 134
Figura 83: Ciclo Otto reale nel piano (p,v) 135
Figura 84: Ciclo Diesel nel piano (p,v) 136
Figura 85: Ciclo ideale Diesel 137
Figura 86: Confronto fra ciclo Otto e Diesel a pari rapporto di compressione 138
Figura 87: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari rapporto di compressione nel piano (p,v) 138
Figura 88: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari temperatura massima 139
Figura 89: Confronto fra i cicli Otto e Diesel a pari temperatura massima nel piano (p,v) 139
Figura 90: Ciclo Diesel reale nel piano (p,v) 140
Figura 91: Ciclo Sabathe nel piano (p,v) 140
Figura 92: Ciclo ideale Sabathe 141

Figura 93: Ciclo Joule – Bryton con aria standard 143
 Figura 94: Andamento del rendimento del ciclo Joule – Bryton e del Rapporto dei lavori 144
 Figura 95: Layout del ciclo Joule – Bryton 145
 Figura 96: Andamento del ciclo J-B al variare del rapporto delle pressioni a pari T_{max} 145
 Figura 97: Ciclo Bryton in una turbina di tipo aeronautico 147
 Figura 98: Ciclo Joule Bryton con trasformazioni adiabatiche 148
 Figura 99: Rendimenti reali per T_C/T_A pari a 3.5 e 5 e ciclo ideale 150
 Figura 100: Rigenerazione termica in un ciclo J-B ideale 151
 Figura 101: Ciclo rigenerativo con l'evidenziazione del calore trasferito 152
 Figura 102: Layout di un ciclo Joule Bryton ideale con rigenerazione 152
 FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
 220
 Figura 103: Andamento del rendimento del ciclo J-B ideale rigenerato e del ciclo ideale 153
 Figura 104: Ciclo reale J-B con rigenerazione termica 153
 Figura 105: Ciclo rigenerativo reale con aree di scambio 154
 Figura 106: rendimento di un ciclo JB reale rigenerato con vari rapporti T_C/T_A ed $\varepsilon=0.85$ 155
 Figura 107: Rendimento di un ciclo JB reale rigenerato con vari rapporti T_C/T_A ed $\varepsilon=0.8$ ed $\varepsilon=0.7$ 156
 Figura 108: Andamento di un ciclo J-B reale con intercooler 157
 Figura 109: Impianti a gas di terra 157
 Figura 110: Bilancio energetico per una turbina a gas 158
 Figura 111: Ciclo combinato a gas e a vapore 159
 Figura 112: Ciclo combinato turbina a gas - vapore 159
 Figura 113: Ciclo inverso 160
 Figura 114: Ciclo inverso a compressione di vapori saturi 161
 Figura 115: Ciclo frigorifero a compressione nel piano (T_s) 162
 Figura 116: Ciclo frigorifero reale con compressione adiabatica 162
 Figura 117: Ciclo frigorifero con compressione multipla 164
 Figura 118: Ciclo frigorifero con sottoraffreddamento prima della laminazione 164
 Figura 119: Ciclo frigorifero con sottoraffreddamento e surriscaldamento 165
 Figura 120: Ciclo frigorifero nel piano (h,p) 165
 Figura 121: Layout del ciclo Joule inverso 166
 Figura 122: Ciclo Joule inverso per frigoriferi a gas 167
 Figura 123: batteria evaporatrice con valvola termostatica 168
 Figura 124: Azione della valvola Termostatica 168
 Figura 125: Layout della valvola termostatica 169
 Figura 126: Uso di R11 in Occidente 171
 Figura 127: Uso di R12 in Occidente 171
 Figura 128: Uso combinato di R11 ed R12 in Occidente 172
 Figura 129: Diagramma $h-p$ per R22 174
 Figura 130: Diagramma $h-p$ per R134a 175
 Figura 131: Diagramma $h-p$ per R717 (Ammoniaca) 176
 Figura 132: Schema di una macchina frigorifera ad assorbimento 177
 Figura 133: Rappresentazione del ciclo ad assorbimento 178
 Figura 134: Esempio di curve Vaporus – Liquidus 179
 Figura 135: Esempio di curve (h,ξ) 179
 Figura 136: Abaco di Bosnjacovic per la miscela Acqua – Ammoniaca 181

- Figura 137: Ciclo ad assorbimento con recupero di calore 182
 Figura 138: Ciclo ad assorbimento nel piano (h,ξ) 183
 Figura 139: Particolare del ciclo del vapore 183
 Figura 140: Bilancio delle portate al generatore 184
 Figura 141: Schema di un sistema di tipo Split 185
 Figura 142: Diagramma psicrometrico di Mollier 190
 Figura 143: Tracciamento dell'isoterma $t=0$ nel piano di Mollier 191
 Figura 144: Costruzione delle isoterme nel piano di Mollier 191
 Figura 145: Diagramma psicrometrici di Mollier - Schematizzazione 191
 Figura 146: Diagramma ASHRAE 192
 Figura 147: Rappresentazione della miscelazione adiabatica di due correnti d'aria umida 194
 Figura 148: Rappresentazione del riscaldamento dell'aria umida. 195
 Figura 149: Andamento della fase di raffreddamento con deumidificazione 196
 Figura 150: Bilancio di massa per il processo di deumidificazione 196
 Figura 151: Deumidificazione nel piano di Mollier 197
 Figura 152. Deumidificazione nel piano ASHRAE 197
 Figura 153: Schema ideale del raffreddamento con deumidificazione 199
 Figura 154: Rappresentazione del raffreddamento di un flusso di aria umida 201
 FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA
 221
 Figura 155: Schematizzazione del saturatore adiabatico ad acqua fredda 201
 Figura 156: Rappresentazione della saturazione adiabatica dell'aria umida 202
 Figura 157: determinazione del punto ambiente mediante uno psicrometro 203
 Figura 158: Psicrometro a ventolina 203
 Figura 159: Effetto Seebeck 204
 Figura 160: Andamento del potere termoelettrico al variare della temperatura 205
 Figura 161: Effetto Peltier 206
 Figura 162: Schema di un frigorifero termoelettrico 207
 Figura 163: Efficienza di frigorifero termoelettrico in funzione delle figura di merito 208
 Figura 164: Schema costruttivo di un frigorifero Peltier 209
 Figura 165: Schema di un generatore termo elettrico 210
 Figura 166:Rendimento dei generatori termoelettrici 211

FISICA TECNICA INDUSTRIALE - VOL. 1° -TERMODINAMICA APPLICATA

222

INDICE DELLE TABELLE

- Tabella 1: Unità fondamentali del Sistema Internazionale 4
 Tabella 2: Unità fondamentali del Sistema Tecnico 5
 Tabella 3: Unità fondamentali del Sistema Anglosassone 5
 Tabella 4: Alcune corrispondenze fra grandezze nei sistemi di misura 5
 Tabella 5: Unità di misura per la Forza 6
 Tabella 6: Unità di misura per la Pressione 6
 Tabella 7: Unità di misura per l'Energia 6
 Tabella 8: Unità di misura per la Potenza 6
 Tabella 9: Alcune costanti universali 7
 Tabella 10: Alcune proprietà dell'acqua 7
 Tabella 11: Alcune proprietà dell'aria 7
 Tabella 12: Relazioni fra le unità di misura 18
 Tabella 13: Rapporto exergia-potere calorifico inferiore per alcuni combustibili 89

- Tabella 14: Proprieta dei frazioni leggere per Diesel 142
- Tabella 15: Proprieta dei frazioni pesanti per Diesel 142
- Tabella 16: Proprieta dei combustibili gassosi per turbine a gas 158
- Tabella 17: Proprieta dei combustibili liquidi per turbine a gas 158
- Tabella 18: Efficienze frigorifere per varie tipologie di scambio 163
- Tabella 19: Classificazione degli impianti frigoriferi 166
- Tabella 20: Indici ODP per alcuni CFC 170
- Tabella 21: Proprieta termofisiche di alcuni fluidi frigoriferi 172
- Tabella 22: Confronto delle efficienze per funzionamento standard -10, +30 °C
173
- Tabella 23: Grandezze termodinamiche per R22 173
- Tabella 24: Grandezze termodinamiche per R134a 174
- Tabella 25: Grandezze termodinamiche per R717 (Ammoniaca) 175
- Tabella 26: Valori dell'entalpia dell'aria umida 193