

Alcune proprietà dei gas

Indice

1. Pressione statica o pressione termodinamica	pag. 2
2. Viscosità e sforzi tangenziali	5
3. Viscosità dell'aria e dei liquidi	8
APPENDICE	
Tabelle con proprietà fisiche di alcuni fluidi	10
Tabella con le caratteristiche dell'International Standard Atmosphere	11

Uno degli scopi fondamentali del corso di fluidodinamica è, come si è detto, quello di formulare *modelli*. Termine con il quale, in questo ambito, possiamo indicare genericamente ogni insieme di ipotesi, leggi, relazioni, ecc. che sia in grado di riprodurre l'evoluzione spaziale e/o temporale che le grandezze fisiche significative subiscono nel corso di un determinato fenomeno che comporti il moto di qualche fluido.

Dovendo qui richiamare alcune proprietà e grandezze fisiche già note, ma rilevanti per la dinamica dei fluidi gassosi, vediamo di utilizzare il modello di gas che prende il nome di *teoria cinetica*. Modello che permetterà di definire la pressione termodinamica ¹ e che consentirà di dare un'interpretazione fisica piuttosto interessante della viscosità dinamica di un gas.

Non entreremo nei dettagli della teoria cinetica ², ma ci limiteremo a richiamarne alcune ipotesi fondamentali:

- 1 la teoria cinetica è applicabile a gas perfetti monoatomici,
- 2 si assume che il gas sia mediamente in quiete, ovvero che il trasporto di massa medio operato dal moto delle sue molecole sia nullo,
- 3 le proprietà fisiche e lo stato termodinamico all'interno del volume di gas considerato sono uniformi ³,
- 4 le molecole sono assimilate a sfere elastiche/rigide (analoghe a palle da biliardo) con diametro d ,

¹ Una grandezza fisica sulla quale sarà necessario ritornare ancora, nel seguito.

² Per una trattazione completa si veda Vincenti e Kruger, *Introduction to Physical Gasdynamics*, Krieger, Ed. 1965

³ Le ipotesi espresse dai punti 1÷3 garantiscono condizioni di equilibrio chimico, meccanico e termico. Di conseguenza, il sistema considerato è in condizioni di equilibrio termodinamico.

- 5 si ipotizza che la distanza media tra le molecole sia molto grande rispetto al loro diametro d , ovvero che il gas abbia densità relativamente bassa,
- 6 si assume che il volume di gas considerato contenga un numero elevato di molecole ⁴,
- 7 le attrazioni molecolari si assumono nulle, ed il solo meccanismo di interazione molecolare è costituito dagli urti ⁵,
- 8 si assume che gli urti siano perfettamente elastici (il che comporta la conservazione dell'energia nell'urto),
- 9 si trascurano gli effetti di ogni forza di campo, quale la gravità.

1 - Pressione statica o pressione termodinamica

Consideriamo un recipiente contenente un gas a temperatura T nota, che abbia caratteristiche tali da verificare tutte le ipotesi della teoria cinetica sopra elencate.

La pressione statica ⁶ che il gas esercita uniformemente sulle pareti del contenitore è la forza per unità di superficie (la pressione è uno sforzo e si misura in Pa, ovvero N/m^2) che le molecole del gas producono attraverso i loro urti con le pareti ⁷. Tali urti hanno luogo, sebbene il gas sia mediamente in quiete, in quanto le sue molecole sono soggette ad una velocità di agitazione termica che è proporzionale alla radice quadrata della temperatura assoluta T .

Sebbene tale velocità abbia valore medio nullo (per verificare la condizione media di quiete, ovvero di trasporto di massa medio nullo), ciascuna delle molecole avrà una velocità istantanea relativa alle pareti diversa da zero e ciò permetterà alle molecole di collidere tra loro e con le pareti solide.

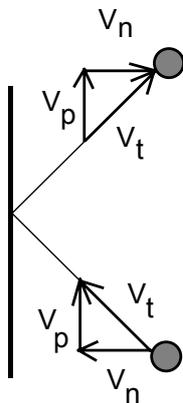
Scomponiamo la velocità di agitazione termica V_t nelle componenti V_n , normale alla parete, e V_p , parallela alla parete. Indichiamo poi con $(k_1 V_t)$ la componente normale V_n (in altri termini, riteniamo che la componente della velocità di agitazione termica sia proporzionale, secondo la costante k_1 , alla velocità di agitazione stessa).

⁴ Ipotesi facilmente verificata anche nel caso di densità del gas relativamente modesta (punto 5). Si tenga presente che una mole di qualunque gas, in condizioni normali di temperatura (273.15 K) e di pressione (1 atmosfera), contiene $6.023 \cdot 10^{23}$ molecole ed occupa un volume pari a 22.414 litri. Pertanto un cubetto di lato 0.001 mm, a 15°C e 101325 Pa contiene 25.47 milioni di molecole.

⁵ Ciò, insieme al vincolo di distanza molecolare grande rispetto alle dimensioni delle molecole, esclude chiaramente la possibilità di estendere i risultati della teoria cinetica ai liquidi.

⁶ La pressione termodinamica è definita dalla teoria cinetica in condizioni di quiete, e viene pertanto denominata anche pressione statica.

⁷ Ogniqualevolta si voglia misurare una pressione in una corrente di fluido in moto, oppure in un volume di fluido in quiete, è necessario far ricorso a una superficie sulla quale il fluido possa esercitare direttamente la sua azione.



Nelle ipotesi di urto perfettamente elastico, se ciascuna molecola ha massa m e velocità di agitazione termica V_t (uguale per tutte le molecole se la temperatura è uniformemente distribuita), ciascuna di esse potrà scambiare, ad ogni urto con la parete, la quantità di moto:

$$\Delta q = mk_1 V_t - (-mk_1 V_t) = 2mk_1 V_t$$

mentre la quantità di moto associata alla componente V_p rimarrà inalterata.

Ne consegue che, se nell'unità di tempo si verificano M urti, la forza F esercitata dalle molecole sulla parete (che uguaglia la variazione della quantità di moto nell'unità di tempo dq/dt) è pari a:

$$F = \frac{dq}{dt} = M\Delta q = 2Mmk_1 V_t$$

cui corrisponde una pressione:

$$p = \frac{F}{S} = \frac{2Mmk_1 V_t}{S}$$

Se poi riteniamo che il numero di urti M per unità di tempo sia proporzionale:

- al numero di molecole N per unità di volume,
- all'area S della superficie considerata,
- alla velocità di agitazione molecolare V_t

$$M \propto NSV_t = k_2 NSV_t$$

possiamo scrivere la pressione nella forma:

$$p = \frac{F}{S} = 2KNmV_t^2$$

dove la costante K ingloba le costanti k_1 e k_2 .

Ma il prodotto del numero di molecole per unità di volume per la massa molecolare altro non è che la densità ρ del gas ⁸.

⁸ La densità è definita come il limite del rapporto tra la massa ed il volume da essa occupato, al tendere di quest'ultimo a zero. A rigore, data la natura molecolare dei gas (e del modello qui adottato), il limite cui deve tendere il volume non è lo zero, bensì un valore estremamente piccolo, ma tale da contenere ancora, statisticamente, un numero elevato di molecole.

Possiamo quindi scrivere:

$$p = K\rho V_t^2 \quad (1)$$

e la pressione statica o termodinamica di un gas risulta pertanto proporzionale alla sua densità e al quadrato della velocità di agitazione molecolare.

Possiamo però osservare che, dal momento che la velocità di agitazione termica è proporzionale alla radice quadrata della temperatura assoluta, l'espressione della pressione (1) appena ricavata è la ben nota legge di stato dei gas perfetti:

$$p = \rho RT$$

dove R è la costante del gas in oggetto (pari alla costante universale dei gas, R , divisa per il peso molare del gas in esame), che coincide quindi con la costante di proporzionalità K introdotta nell'ambito della teoria cinetica ⁹.

Una seconda osservazione riguarda la pressione totale P_t , che è definita come somma dei valori locali ed istantanei delle pressioni statica e dinamica:

$$P_t = p + \frac{1}{2}\rho V^2$$

La pressione totale, riscritta sostituendo alla pressione statica p la relazione (1) diventa:

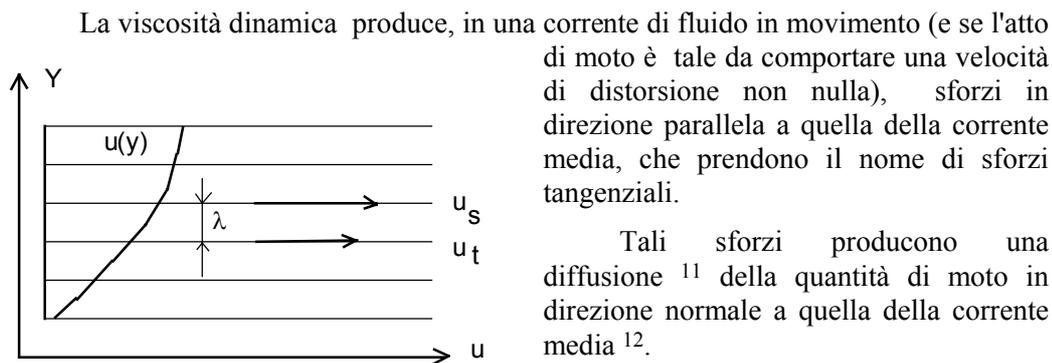
$$P_t = K\rho V_t^2 + \frac{1}{2}\rho V^2$$

e può essere vista pertanto come la somma delle energie cinetiche ai livelli molecolare e microscopico.

⁹ La *costante universale dei gas*, espressa in Joule, K e moli, è pari a $R = 8.3143 \pm 0.0012$ [J·K⁻¹·mole⁻¹]. L'aria secca in condizioni standard è composta approssimativamente dal 21 % in massa di O₂, dal 78 % in massa di N₂ e dall'1 % in massa di Ar, e 1 mole d'aria secca in condizioni normali contiene, come si è detto, $6.023 \cdot 10^{23}$ molecole totali. Sebbene non si tratti di un gas monoatomico, il comportamento dell'aria secca può essere spesso ugualmente approssimato con una legge di stato del tipo $p = \rho RT$. Dal momento che le masse molecolari dei componenti (pari al prodotto della massa atomica per il numero di atomi) sono (16.00·2) [g/mole] per l'ossigeno, (14.01·2) [g/mole] per l'azoto e (39.95·1) [g/mole] per l'argon, l'aria qui considerata contiene 6.72 g d'ossigeno, 21.84 g d'azoto e 0.4 g di argon, per una massa complessiva di 28.96 g, ovvero 0.02896 Kg. Pertanto la sua costante R si ottiene dividendo la costante universale R per 0.02896 e vale $R = 287.09$ [J·K⁻¹·Kg⁻¹].

2 - Viscosità e sforzi tangenziali

Può sembrare strano che il modello della teoria cinetica, basato su di un modello di interazione molecolare, quale l'urto perfettamente elastico, che comporta la conservazione dell'energia cinetica delle molecole, contenga la capacità di riprodurre gli effetti della viscosità ¹⁰.



Consideriamo una corrente piana (ovvero del tutto indipendente da un asse coordinato, che ipotizziamo essere l'asse z) di un *continuo deformabile* gassoso, con moto medio stazionario e caratterizzata da linee di flusso rettilinee e parallele all'asse coordinato x (ciò comporta, come si è detto, una deroga all'ipotesi di trasporto medio di massa nullo, in direzione x , che si può però dimostrare essere del tutto accettabile).

Per la definizione di linea di flusso del moto medio ¹³, la sola componente non nulla della velocità media sarà quindi la componente u , parallela all'asse x , che supponiamo presenti un gradiente nella direzione y .

¹⁰ Alla viscosità infatti siamo soliti associare l'idea di dissipazione di energia meccanica o, meglio, di conversione di energia meccanica in calore.

¹¹ Con il termine di *diffusione* si intenderà sempre la propagazione di una grandezza fisica in direzione normale a quella del moto medio. Alla propagazione nella direzione del moto medio ci si riferirà invece con il termine di *convezione*.

¹² Ciò può essere chiarito con un esempio. Si immaginino due treni uguali, di lunghezza indefinita, carichi di carbone, che corrano su due binari paralleli, in assenza di attrito e di forze esterne, e con velocità inizialmente diverse, ma di uguale verso. Si immagini che su ciascun convoglio si trovi una squadra di spalatori che lanci il carbone sul treno affiancato e che le due squadre siano ugualmente efficienti, cosicché il trasporto di massa medio tra i due convogli risulti nullo. Dopo un certo tempo, i due convogli si troveranno a viaggiare alla stessa velocità, il che significa che è avvenuto un trasferimento (diffusione) di quantità di moto tra di essi. Trasferimento che è associato allo scambio di masse di carbone uguali, ma dotate di quantità di moto iniziali diverse.

¹³ Si definisce linea di flusso, o linea di corrente, ogni linea all'interno di una corrente di fluido che, in un determinato istante, abbia in ogni suo punto tangente parallela al vettore velocità istantanea. Si parla di linea di flusso della corrente media quando il vettore velocità considerato è quello mediato nel tempo.

Siano infine S e T due generiche linee di flusso parallele e separate, nella direzione trasversale y, da una distanza λ , dell'ordine del *cammino libero medio delle molecole* del gas.

Ritorniamo ora al modello (molecolare) della teoria cinetica. Il cammino libero medio è la distanza che, statisticamente, ciascuna molecola percorre prima di subire una collisione con un'altra molecola, prima cioè di avere la possibilità di modificare la quantità di moto propria e quella della molecola urtata. Se u_s ed u_t (con $u_s > u_t$, nell'esempio qui considerato) sono le velocità medie degli strati S e T, le molecole di massa m appartenenti a tali strati saranno dotate, rispettivamente, di quantità di moto media pari a:

$$q_s = mu_s$$

$$q_t = mu_t$$

Per effetto della velocità di agitazione termica V_t , le molecole potranno però passare dallo strato S allo strato T e viceversa (gli strati sono infatti separati da una distanza dell'ordine del cammino libero medio). Visto che il flusso di massa netto attraverso la superficie di separazione degli strati S e T deve essere nullo (ancora per la proprietà delle linee di flusso), si può ipotizzare che ad ogni passaggio di una molecola dallo strato S allo strato T, corrisponda un passaggio di una molecola dallo strato T allo strato S.

Ogniquale volta una molecola inizialmente appartenente allo strato S passa nello strato T, essa si troverà ad avere una quantità di moto media maggiore di quella delle molecole del nuovo strato e, attraverso gli urti ridurrà la sua quantità di moto, incrementando quella delle molecole urtate. Analogamente, ogni molecola inizialmente appartenente allo strato T che passi allo strato S incrementerà la sua quantità di moto a spese della quantità di moto delle molecole urtate.

Pertanto, ad ogni passaggio di una molecola da uno strato all'altro, sarà associata una variazione di quantità di moto pari a:

$$\Delta q = m(u_s - u_t)$$

Uno sforzo è definito come rapporto tra una forza e la superficie su cui essa agisce. Una forza è a sua volta definita come variazione della quantità di moto nell'unità di tempo. Di conseguenza, lo sforzo tangenziale τ può essere espresso dal rapporto tra la variazione di quantità di moto prodotta dagli urti nell'unità di tempo e l'area della superficie attraverso la quale avviene tale scambio di quantità di moto:

$$\tau = \frac{dq}{dt} \frac{1}{S}$$

La variazione di quantità di moto nell'unità di tempo (dq/dt) è pari al prodotto:

- della quantità di moto Δq scambiata ad ogni urto
- per il numero M di urti nell'unità di tempo.

Il numero di passaggi da uno strato all'altro, e quindi il numero M di urti per unità di tempo, può ritenersi invece proporzionale:

- al numero di molecole N contenute nell'unità di volume,
- alla superficie di scambio S ,
- e alla velocità di agitazione termica V_t

$$M = C N S V_t$$

dove C è una costante adimensionale.

Possiamo quindi riscrivere lo sforzo tangenziale τ nella forma:

$$\tau = \frac{dq}{dt} \frac{1}{S} = \Delta q C N V_t \frac{S}{S} = m(u_s - u_t) C N V_t$$

dove il prodotto della massa molecolare m per il numero di molecole per unità di volume N può essere sostituito con la densità ρ del gas considerato.

Pertanto:

$$\tau = (u_s - u_t) \rho C V_t \quad (2.1)$$

Dal momento che gli strati S e T sono separati dalla distanza λ , che è certamente *piccola* in confronto alla scala su cui possiamo valutare le variazioni della velocità media, possiamo esprimere il salto di velocità $(u_s - u_t)$ nella forma linearizzata, ovvero con un'espansione in serie di Taylor troncata al termine di derivata prima:

$$(u_s - u_t) = \lambda \frac{du}{dy}$$

Ma il cammino libero medio λ è pari a (Maxwell, 1860):

$$\lambda = \frac{m}{\rho d^2 \pi \sqrt{2}}$$

e, fissato il tipo di gas, risulta quindi inversamente proporzionale alla densità ρ .

Inglobando nell'unica costante K le costanti C e $(m/d^2 \pi \sqrt{2})$, possiamo quindi riscrivere la (2.1) come:

$$\tau = K V_t \frac{du}{dy}$$

Il prodotto della costante K , che ha le dimensioni di una massa su una lunghezza al quadrato, ovvero di $[Kg/m^2]$, e della velocità di agitazione termica V_t , ha le

dimensioni di $[\text{Ns}/\text{m}^2]$, prende il nome di *viscosità dinamica*, e si indica generalmente con la lettera greca μ .

Quindi, nel caso della particolare corrente qui considerata, lo sforzo tangenziale assume la forma:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.2)$$

La viscosità dinamica di un determinato gas monoatomico (fissata quindi la sua massa ed il suo diametro molecolari) dipende quindi esclusivamente dalla velocità di agitazione termica, ovvero dalla radice quadrata della sua temperatura assoluta ^{14, 15}.

3 - Viscosità dell'aria e dei liquidi

L'aria non è certamente un gas perfetto monoatomico ma, in condizioni che non si allontanino troppo da quelle *standard*, definite convenzionalmente dalla pressione di 1 atmosfera (101325 Pa) e dalla temperatura di 15 °C (288.15 K), il suo comportamento non è poi così diverso da quello di un gas perfetto.

Nel caso di aria secca, soggetta a variazioni della temperatura dell'ordine di un centinaio di gradi e di pressione di qualche decina di migliaia di Pascal, le variabili di stato risultano infatti ben correlate attraverso la legge dei gas perfetti, mentre la dipendenza della viscosità dalla temperatura è espressa da relazioni che contengono modeste correzioni di natura semiempirica.

Una di queste relazioni è la legge di Sutherland:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \frac{(T_0 + S)}{(T + S)} \quad \text{con } S = 110 \text{ K}$$

che fornisce la viscosità dinamica μ dell'aria ad ogni temperatura T desiderata, purché ne sia noto il valore, indicato con μ_0 , relativo ad una determinata temperatura T_0 (valori che possono essere, ad esempio, quelli della condizione standard: $\mu_0 = 1.78 \cdot 10^{-5} [\text{Pa s}]$, $T_0 = 288.15 [\text{K}]$).

¹⁴ Nel seguito del corso, si incontrerà una seconda viscosità, che prende il nome di *viscosità di volume*. Tale viscosità dipende dalla struttura molecolare del gas ed è rigorosamente nulla nei gas monoatomici.

¹⁵ Si noti che la presenza di viscosità è condizione necessaria, ma non sufficiente, per la generazione di sforzi tangenziali. Seppure in una corrente semplice quale quella qui considerata, la (2.2) mostra infatti che, affinché si produca uno sforzo tangenziale viscoso, è indispensabile, non solo che la massa di gas considerato sia in movimento, ma che l'atto di moto non sia rigido.

In luogo della viscosità dinamica viene spesso utilizzata la viscosità cinematica, definita dal rapporto tra la viscosità dinamica e la densità del fluido, e comunemente indicata con la lettera greca ν . Esprimendo la variazione della densità in funzione della temperatura (a pressione costante) attraverso la legge di stato $p = \rho RT$, si perviene alla seguente legge di variazione della viscosità cinematica in funzione della temperatura:

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2.5} \frac{(T_0 + S)}{(T + S)} \quad \text{con } S = 110 \text{ K}$$

E' infine utile osservare che nei liquidi, quali l'acqua, al contrario di quanto avviene nei gas, la viscosità dinamica diminuisce all'aumentare della temperatura.

Ciò è dovuto al fatto che, nei liquidi, al contrario di quanto avviene nei gas, esistono, oltre ai moti di agitazione termica, anche legami intermolecolari tutt'altro che trascurabili. Questi legami, che influenzano anch'essi la viscosità del fluido, si attenuano, in generale, all'aumentare della temperatura e questo effetto è tale da superare ampiamente l'incremento della velocità di agitazione termica.

APPENDICE

Nelle tabelle seguenti sono riportate le proprietà fisiche più significative di alcuni fluidi newtoniani in condizioni standard, nonché, per l'aria e l'acqua, il loro andamento in funzione della temperatura. L'ultima tabella riporta, infine, alcune proprietà fisiche e termodinamiche dell'International Standard Atmosphere.

	Aria	Acqua	Mercurio	Olio d'oliva	Glicerina
ρ [Kg m ⁻³]	1.225	999.1	13.61·10 ³	918	1260
μ [Pa s]	1.78·10 ⁻⁵	1.14·10 ⁻³	1.58·10 ⁻³	0.99·10 ⁻¹	2.33
ν [m ² s ⁻¹]	1.45·10 ⁻⁵	1.14·10 ⁻⁶	1.16·10 ⁻⁷	1.08·10 ⁻⁴	1.85·10 ⁻³

T [°C]	Aria			Acqua		
	ρ [Kg m ⁻³]	μ [N m ⁻² s]	ν [m ² s ⁻¹]	ρ [Kg m ⁻³]	μ [N m ⁻² s]	ν [m ² s ⁻¹]
0	1.293	1.71·10 ⁻⁵	1.32·10 ⁻⁵	999.9	1.79·10 ⁻³	1.79·10 ⁻⁶
10	1.247	1.76·10 ⁻⁵	1.41·10 ⁻⁵	999.7	1.30·10 ⁻³	1.30·10 ⁻⁶
20	1.205	1.81·10 ⁻⁵	1.50·10 ⁻⁵	998.2	1.00·10 ⁻³	1.00·10 ⁻⁶
30	1.165	1.86·10 ⁻⁵	1.60·10 ⁻⁵	995.7	0.80·10 ⁻³	0.80·10 ⁻⁶
40	1.127	1.90·10 ⁻⁵	1.69·10 ⁻⁵	992.3	0.65·10 ⁻³	0.66·10 ⁻⁶
60	1.060	2.00·10 ⁻⁵	1.88·10 ⁻⁵	983.2	0.47·10 ⁻³	0.47·10 ⁻⁶
80	1.000	2.09·10 ⁻⁵	2.09·10 ⁻⁵	971.8	0.35·10 ⁻³	0.37·10 ⁻⁶
100	0.946	2.18·10 ⁻⁵	2.30·10 ⁻⁵	958.4	0.28·10 ⁻³	0.29·10 ⁻⁶

Quota [m]	Temperatura [K]	Pressione [Pa]	Densità [kg/m ³]	Acc. gravità [m/s ²]	Massa molecol.	Celerità del suono [m/s]	Viscosità dinamica [Pa · s]	Conducibil. termica [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	Cammino libero medio [m]
0,	288.15	101,325	1.2250	9.80665	28.964	340.29	1.79 · 10 ⁻⁵	2.54 · 10 ⁻⁵	66.3 · 10 ⁻⁹
1,000	281.65	89,876	1.1117	9.80360	28.964	336.43	1.76 · 10 ⁻⁵	2.49 · 10 ⁻⁵	73.1 · 10 ⁻⁹
2,000	275.15	79,501	1.0066	9.80050	28.964	332.53	1.73 · 10 ⁻⁵	2.43 · 10 ⁻⁵	80.7 · 10 ⁻⁹
3,000	268.66	70,121	0.90925	9.79740	28.964	328.58	1.69 · 10 ⁻⁵	2.38 · 10 ⁻⁵	89.4 · 10 ⁻⁹
4,000	262.17	61,660	0.81935	9.79430	28.964	324.59	1.66 · 10 ⁻⁵	2.33 · 10 ⁻⁵	99.2 · 10 ⁻⁹
5,000	255.68	54,048	0.73643	9.79120	28.964	320.55	1.63 · 10 ⁻⁵	2.28 · 10 ⁻⁵	110 · 10 ⁻⁹
6,000	249.19	47,217	0.66011	9.78820	28.964	316.45	1.59 · 10 ⁻⁵	2.22 · 10 ⁻⁵	123 · 10 ⁻⁹
7,000	242.70	41,105	0.59002	9.78510	28.964	312.31	1.56 · 10 ⁻⁵	2.17 · 10 ⁻⁵	138 · 10 ⁻⁹
8,000	236.22	35,651	0.52579	9.78200	28.964	308.11	1.53 · 10 ⁻⁵	2.12 · 10 ⁻⁵	155 · 10 ⁻⁹
9,000	229.73	30,800	0.46706	9.77890	28.964	303.85	1.49 · 10 ⁻⁵	2.06 · 10 ⁻⁵	174 · 10 ⁻⁹
10,000	223.25	26,499	0.41351	9.77590	28.964	299.53	1.46 · 10 ⁻⁵	2.01 · 10 ⁻⁵	197 · 10 ⁻⁹
15,000	216.65	12,111	0.19476	9.76050	28.964	295.07	1.42 · 10 ⁻⁵	1.95 · 10 ⁻⁵	417 · 10 ⁻⁹
20,000	216.65	5,529	0.08891	9.74520	28.964	295.07	1.42 · 10 ⁻⁵	1.95 · 10 ⁻⁵	914 · 10 ⁻⁹
25,000	221.55	2,549	0.04008	9.73000	28.964	298.39	1.45 · 10 ⁻⁵	1.99 · 10 ⁻⁵	2.03 · 10 ⁻⁶
30,000	226.51	1,197	0.01841	9.71470	28.964	301.71	1.48 · 10 ⁻⁵	2.04 · 10 ⁻⁵	4.42 · 10 ⁻⁶
40,000	250.35	287	4.00 · 10 ⁻³	9.68440	28.964	317.19	1.60 · 10 ⁻⁵	2.23 · 10 ⁻⁵	20.3 · 10 ⁻⁶
50,000	270.65	80	1.03 · 10 ⁻³	9.65420	28.964	329.80	1.70 · 10 ⁻⁵	2.40 · 10 ⁻⁵	709.1 · 10 ⁻⁶
60,000	247.02	22	0.31 · 10 ⁻³	9.62410	28.964	315.07	1.58 · 10 ⁻⁵	2.21 · 10 ⁻⁵	262 · 10 ⁻⁶
70,000	219.59	5.22	82.8 · 10 ⁻⁶	9.59420	28.964	297.06	1.44 · 10 ⁻⁵	1.98 · 10 ⁻⁵	981 · 10 ⁻⁶
80,000	198.64	1.05	18.5 · 10 ⁻⁶	9.56440	28.964	282.54	1.32 · 10 ⁻⁵	1.80 · 10 ⁻⁵	4.40 · 10 ⁻³
90,000	186.87	184 · 10 ⁻³	3.43 · 10 ⁻⁶	9.53480	28.950	-	-	-	23.7 · 10 ⁻³
100,000	195.08	32 · 10 ⁻³	560 · 10 ⁻⁹	9.50520	28.400	-	-	-	0.142
150,000	634.39	454 · 10 ⁻⁶	2.08 · 10 ⁻⁹	9.35970	24.100	-	-	-	33
200,000	854.56	84.7 · 10 ⁻⁶	254 · 10 ⁻¹²	9.21750	21.300	-	-	-	240
250,000	941.33	24.8 · 10 ⁻⁶	60.7 · 10 ⁻¹²	9.07850	19.190	-	-	-	890
300,000	976.01	8770 · 10 ⁻⁹	19.2 · 10 ⁻¹²	8.94270	17.730	-	-	-	2600
400,000	995.83	1450 · 10 ⁻⁹	2.80 · 10 ⁻¹²	8.67990	15.980	-	-	-	160 · 10 ³
500,000	999.24	302 · 10 ⁻⁹	522 · 10 ⁻¹⁵	8.42860	14.330	-	-	-	770 · 10 ³
600,000	999.85	82.1 · 10 ⁻⁹	114 · 10 ⁻¹⁵	8.18800	11.510	-	-	-	2800 · 10 ³
800,000	999.99	17.0 · 10 ⁻⁹	11.4 · 10 ⁻¹⁵	7.73680	5.540	-	-	-	14 · 10 ⁶
1,000,000	1000.00	7.51 · 10 ⁻⁹	3.56 · 10 ⁻¹⁵	7.32180	3.940	-	-	-	31 · 10 ⁶

Caratteristiche fisiche dell'International Standard Atmosphere (con costante dell'aria pari a 287.053 [J · K⁻¹ · Kg⁻¹])