高等學校教學用書

實用氣體動力學

Г·Н·阿勃拉莫維奇著

高等教育出版社

高等學校教學用書

實用氣體動力學

Г. Н. 阿勃拉莫維奇著
梁 秀 彥 譯
徐 華 舫 校 訂

高等教育出版社

本書係根據蘇聯國立技術理論書籍出版社(Государственное издательство технико-теоретической литературы) 1953年出版，阿勃拉莫維奇(Г. Н. Абрамович)著"實用氣體動力學"(Прикладная газовая динамика)增訂第二版譯出。原書經蘇聯前文化部高等教育總署審定爲高等工業學校教科書。

實用氣體動力學

書號336(課313)

Г. Н. 阿勃拉莫維奇 著

梁秀彥 譯

高等教育出版社出版

北京琉璃廠一七〇號

(北京市書刊出版業營業許可證出字第〇五四號)

新華書店總經售

京華印書局印刷

北京南新華街甲三七號

開本 850×1168 1/32　印張 22 1/2　插頁7　字數 531,000

一九五五年七月北京第一版　印數 1—1,500

一九五五年七月北京第一次印刷　定價(8)¥3.70

初 版 原 序

這本書所要講的是應用在噴射式發動機原理上的以及別種用到高速氣流工作的機器和器械上的氣體動力學原理 至於氣機本身的計算則並未列入本書的任務中。

書中很大部分是運用一元的氣體動力學方程的；現在計算噴射式發動機、壓氣機以及渦輪機，主要地根據這些方程。但，並不是氣機理論的一切問題，都可以當作基元氣體流股來解的；例如，關於氣流速度不斷增加的理論，便需要部分地用到二元氣流的微分方程。在這種場合下，當然我們就要用必需的微分方程。

本書是按照蘇聯高等教育部批准的教學大綱編寫的，作爲航空學院發動機系的課本用。書中材料的編排法以及份量，都和作者在莫斯科奥爾忠尼啓則(С. Орджоникидзе)航空學院所講授的氣體動力學講義相同。讀本書的讀者應有水力學及熱力學的基礎。

作者力求在可能範圍內，使說理明確易解，因此在解說每一問題時，都尋求最簡單的方法。在發動機系裏，沒有流體動力學和空氣動力學兩個獨立的課程。爲了領會氣體力學，必須用到那兩種課程的知識，因而使作者不得不在書中劃出篇幅來補講。不過這樣一來，便在某種程度上破壞了本書的編排統一性。

Г. 阿勃拉莫維奇

二 版 原 序

在這本二版書裏，添入了新的章節，並且經過了改寫。書中闡述了氣流在平板上以及管子裏的附面層原理，並舉了一個翼型上附面層的計算例子。書中援引了氣體動力學函數，這種函數近來在工程計算中已經用得很普遍了。關於噴管，擴壓器和引射器原理方面的材料，歸併成獨立的一章，內容大大的擴充了；在新寫的幾節引射器材料裏講到了一些新的問題，例如：混合室裏摩擦對氣流各項參數値的變化有怎樣的影響，怎樣根據自由射流的理論去求混合室的長度，怎樣用簡化了的近似公式計算氣體引射器。葉輪機那一章是完全重寫過的，現在不僅講到軸流式葉輪機的氣動力學，而且也講到了離心式葉輪機以及斜流式葉輪機的氣動力學。其餘各章節裏小的修改和增添還很多。

書中加了許多超音速氣流的光學照片，其中有超音速氣流流過楔形物，錐形物，軸向對稱的鈍頭物，扁薄物體，菱形翼型，以及引射器混合室中超音速氣流等照片；這些照片幾乎全部都是從莫斯科科學普及影片公司 1951 年所攝的有聲電影“氣體動力學上的問題”裏取下來的。

書中有幾節並一整章是在作者的編輯之下，由他人執筆的：第六章的第一至三節是熱斯特柯夫（Б. А. Жестков）寫的，第五章的第六節和第七章的第三至五節是契爾凱斯（А. Я. Черкез）寫的，整個第九章是琴斯布爾格（С. И. Гинзбург）寫的。

史傑潘諾夫（Г. Ю. Степанов），烏沙柯夫（К. А. Ушаков），霍爾含夫尼柯夫（К. В. Холщевников），契爾內（Г. Г. Черный）諸同志對原稿提了許多寶貴的編輯上的意見。著者在這裏對他們幾位謹致深厚的謝忱。

Г. 阿勃拉莫維奇

目　　錄

第一章　基元氣體流股的氣體動力學諸方程

第一節　連續方程

我們在這裏要講的是基元氣體流股的氣體動力學諸基本方程；基元氣流柱的截面尺寸甚小，小到一切基本的流動參數：速度、壓强、溫度及密度在氣體流股的每一個截面上都可認爲是常數。普通噴射式發動機原理中所用到的氣體動力學方程式，正就是這種形式之下的各方程。這時，如果氣流諸參數値在工作氣流股的各横截面範圍內是有變化的話（如速度或溫度不均一），那可以引用這些參數在截面上的平均値的想法，加上一些對應的修正（大多數情形下，修正是不大的），上述一切基元氣流股的方程就都可以用了。這種辦法就是普通水力學的基礎，因此基元氣流股的氣體動力學有時也稱爲“氣體水力學”。

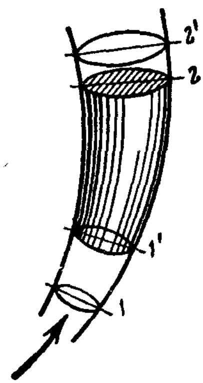

圖 1. 基元氣體流股。

爲了求連續方程，我們來看某基元氣流股的定型流動（穩定的流動）（圖 1）。在定型流下，氣流中任何一點的流速以及流體的狀況（密度、壓强、溫度）都不隨時間變化的。定型流下流體微團的軌跡稱爲流線①。氣股的側表面稱爲流面，那是流體（氣體）所不能穿越的面（速度矢和它相切）；流面的母線是流線。

取與流面相垂直的兩截面 1, 2 之間的一段氣流來看；我們看到按圖 1 所指的方向，流進 1—2 那塊容積裏去的氣體

① 非定型流下的流線就是另一回事了，並不與流體微團的軌跡相重合。

祇有通過橫截面 1 的氣流，而流出的則祇有通過橫截面 2 的氣流。

經無限短的一段時間 $d\tau$ 之後，所說的那段氣流移到了新位置 $1'$—$2'$。這一移動可以這樣看：經時間 $d\tau$ 之後，從 1—$1'$ 部分被擠出來的氣體裝進了 $1'$—2 有影線的那部分容積，而在同一時間內，則有一定量的氣流從 $1'$—2 裏流出，塡滿 2—$2'$ 那樣一塊容積。流進 $1'$—2 那塊容積的氣體是

$$dG_1=\gamma_1F_1dl_1 \text{ 千克,} \tag{1}$$

式中，γ_1 是橫截面 1 處的氣體比重，等於密度 ρ_1 與重力加速度 g 的乘積；F_1 是橫截面 1 的面積。兩截面 1 與 $1'$ 之間的距離等於流速乘微量時間 $d\tau$：

$$dl_1=w_1d\tau,$$

式中，w_1 是截面 1 處的速度，於是

$$dG_1=\gamma_1w_1F_1d\tau,$$

由 $1'$—2 那段裏流出的流體顯然等於

$$dG_2=\gamma_2w_2F_2d\tau.$$

在定型流狀態下，而且流管中無分離空膛的話，流入的氣體應該等於流出的氣體：

$$dG_1=dG_2=dG.$$

把前面的關係代進去之後，便得定流下一股可壓流體（氣體）的連續方程——卽質量守恆定律：

$$\gamma_1w_1F_1=\gamma_2w_2F_2. \tag{2}$$

流體若是不可壓的話，卽當 $\gamma=$定値時，方程(2)變成很簡單的樣子：

$$w_1F_1=w_2F_2, \tag{3}$$

這個公式若用於氣流，祇有當氣體比重的變化可以不計時，才能引用。

在水力學裏知道，據連續方程(3)，按不可壓流體的流線疏密狀況，可以推斷流速的大小。凡是流線稠密的地方，速度必增加，凡是流線稀疏的地方，速度必下降。但在氣體流動中，就並不一定永遠能直接由流線的圖畫決定速度的變化，因爲氣體密度（比重）的變化可能很大。

在氣體流動中，從連續方程上不難看到，流線的圖畫祇說明“密流”

$$j=\gamma w=\frac{G}{F}$$

的變化；這個量是氣體的比重與速度的乘積，也就是單位橫斷截面上流過的氣體重量。在流線密的地方，密流增加，而在流線稀的地方，則密流減小。

第二節 能量方程

我們來按照熱力學第一定律，建立固定座標系（圖 1）上，基元氣流股的能量平衡關係，也就是說來看原來佔據 1—2 那塊容積的同一塊氣體質量，經微量時間 $d\tau$，移到 1′—2′ 位置之後，它的能量轉換。

任何一種形式的能的增加量，必等於該種形式的能，在 1′—2′ 與 1—2 兩種情况之下的儲量差額。因爲在這兩種情形下，有影線那部分容積 1′—2 是共通的，容積 1′—2 中的氣體能量在相減時便恰好消去①，因此能的增量，等於微量容積 2—2′ 與 1—1′ 中氣體各種能的儲量之差。所以動能的增量等於：

$$dE_{\text{K}}=\frac{dG}{g}\cdot\frac{w_2^2-w_1^2}{2}$$

式中 dG/g 是 $d\tau$ 時間內，流過流管橫截面的氣體質量。位能的增量是

$$dE_{\text{П}}=dG(z_2-z_1),$$

式中的 z_2 及 z_1 各是截面 2 及截面 1 所在位置的高度，由水平算起。內能（熱能）之增量是

$$dE_{\text{T}}=\frac{dG}{A}(u_2-u_1),$$

式中的 $A=\dfrac{1}{427}$是機械功的熱當量，而

$$u=c_vT$$

① 這裏和上節一樣，假定氣體的流動是定型流。

是單位重量的氣體的熱能(等於定容下的比熱與絕對溫度的乘積)。如果比熱在截面 1 與截面 2 上是同一個值的話，那末內能的增量便等於

$$dE_{\text{т}}=\frac{c_v dG}{A}(T_2-T_1).$$

在所劃定的那部分氣流的表面上有與表面相垂直的外壓力 p 在作用，方向由外向裏。這種外來的壓力，在氣體流動時是要作功的。例如，氣體之由截面 1 移到截面 1′，可以看作是面積為 F_1 的活塞所造成的，活塞上的壓强是 p_1。這個活塞在 $d\tau$ 時間內所做的功等於:

$$p_1F_1w_1d\tau=\frac{p_1}{\gamma_1}dG.$$

在截面 2 上作用的壓强 p_2，也正可以看作它是作用在面積為 F_2 的一個活塞上。在時間 $d\tau$ 之內，氣體把活塞移到 2′ 所做的是負功:

$$-p_2F_2w_2d\tau=-\frac{p_2}{\gamma_2}dG.$$

作用在氣流側面積(流面)上的壓力並不做功，因為它總是和氣體微團的運動軌跡相垂直。這樣，壓力功便等於活塞 1 與活塞 2 上所做的兩分功之差:

$$dE_{\text{д}}=dG\left(\frac{p_1}{\gamma_1}-\frac{p_2}{\gamma_2}\right).$$

在 $d\tau$ 時間之內，1—2 那部分氣流可以加熱 dW，這分熱量的機械當量等於 dW/A。此外，在 $d\tau$ 時間內，氣流還可以做機械功 dl，譬如使安裝在 1 與 2 兩截面之間的渦輪迴轉。最後，還需要考慮一種功，即在 $d\tau$ 時間之內，氣流對抗摩擦力所做的摩擦功 $dl_{\text{тр}}$。

根據熱力學第一定律(即能量守恆定律)，加到氣流裏去的熱能和壓力所作的功二者之和，必等於機械功、摩擦功、位能、內能及動能各增量之和:

$$\frac{dW}{A}+\left(\frac{p_1}{\gamma_1}-\frac{p_2}{\gamma_2}\right)dG=$$

$$=dl+dl_{\text{тр}}+(z_2-z_1)dG+\frac{u_2-u_1}{A}dG+\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}dG. \quad (4)$$

以 dG 通除上式各項，便得單位重量氣體(1 千克)的能量方程：

$$\frac{Q}{A}+\frac{p_1}{\gamma_1}-\frac{p_2}{\gamma_2}=L+L_{\text{Tp}}+z_2-z_1+\frac{u_2-u_1}{A}+\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}. \qquad (5)$$

這裏引用了下列各符號：$Q=dW/dG$，這是加到 1—2 部分中每千克氣體的熱量；$L=dl/dG$ 是那分氣體每千克重量所作的機械功，$L_{\text{Tp}}=$ $=dl_{\text{Tp}}/dG$ 是每千克氣體所做的摩擦功。

加熱，一般說來有兩種方式：(1)從外面加進來的熱 (Q_{Hap})，是透過流管的側表面傳進來的熱；(2)內部加的熱 (Q_{BH})，是摩擦功所變成的熱。這麼

$$Q=Q_{\text{Hap}}+Q_{\text{BH}}. \qquad (6)$$

熱能的第二部分，顯然恰等於摩擦功的熱當量：

$$Q_{\text{BH}}/A=L_{\text{Tp}}. \qquad (7)$$

從熱力學上我們知道氣體狀況方程是

$$pv=RT, \qquad (8)$$

式中 R 是氣體常數，而單位重量氣體的體積 v 則等於比重的倒數：

$$v=\frac{1}{\gamma}. \qquad (9)$$

由此

$$\frac{p}{\gamma}=RT. \qquad (10)$$

此外，還有聯結定容比熱(c_v)與定壓比熱(c_p)的已知關係式：

$$c_p=c_v+AR. \qquad (11)$$

這裏要引用氣體的焓這個觀念，它等於定壓比熱與絕對溫度的乘積：

$$i=c_pT.$$

於是(11)式的關係可以改一改樣子：

$$i=u+ART, \qquad (12)$$

或者根據(10)把它寫成

$$i=u+A\frac{p}{\gamma}. \qquad (13)$$

利用(6)、(7)、(13)諸式，可以把能量方程寫成如下的形式：

$$\frac{Q_{\text{нар}}}{A}-L=z_2-z_1+\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}+\frac{i_2-i_1}{A}. \tag{14}$$

這就是熱量形式之下的能量方程，或稱爲氣體的焓值方程。焓的方程中，不包括摩擦功，這一點是很重要的。事實上，因爲不論是消耗於對抗摩擦或對抗任何其他形式的阻力所做的功，必完全變爲熱能，而熱能仍然留在氣流裏，所以摩擦力的存在並不破壞一般的能量平衡關係，它僅使一種形式的能變爲另一種而已。

普通在工程上必需用某幾種形式的焓方程。大多數情況下，位能的改變和能量方程中其他各項比起來，小到可以不計，(z_2-z_1)項可以略去。於是焓方程便成了如下的樣子：

$$\frac{Q_{\text{нар}}}{A}-L=\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}+\frac{i_2-i_1}{A}. \tag{15}$$

不做機械功，與四周環境也沒有熱交往的話，也就是在絕能過程下，我們得：

$$A\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}=i_1-i_2. \tag{16}$$

如果管壁上沒有熱的傳遞，那(16)式便可決定管子裏氣體的運動。按上面寫過的道理，可見這個方程不論有無摩擦力存在，它總是對的。換句話說，在絕能過程中，焓的變化(溫度變化)僅和速度的變化有關係。如果氣流速度不變，那溫度也必保持爲定值。

摩擦力沒有影響，這一點，可以這樣解釋它。在摩擦力作用下，壓强沿管下降，氣體等於得了膨脹，因此溫度可以下降。但摩擦力所作的功變成熱；而且摩擦力的功恰等於它的機械當量熱能，那末它所加的這部分熱便補償了那部分溫度下降。

在亞音速氣流中，等截面管子裏的氣流在摩擦力作用下，結果它的溫度甚至反而降低下來。這件事之所以如此，是因爲壓强下降之後，氣體的比重會隨之下降，而密流則總是不變的：

$$j=\frac{G}{F}=\gamma w=\text{常數},$$

因此速度要增加，按(16)方程，溫度就要減小了。流速很小的時候，溫度的變化僅能是熱量交換的結果，或是氣流通過，像渦輪(氣體的能被吸去，$L_{\mathrm{T}}>0$)，或壓氣機(氣體獲得能量，$L_{\mathrm{K}}<0$)之類的結果。

如果速度的變化以及熱量交換可以略去不計的話，那末焓的方程便取得如下的形式：

$$i_2-i_1=-AL. \tag{17}$$

換句話說，氣體焓值的變化就等於機械功當量。經過渦輪機的工作輪，氣流的溫度下降：

$$i_2=i_1-AL_{\mathrm{T}}\ (L_{\mathrm{T}}>0), \tag{18}$$

而經過壓氣機的工作輪，則溫度上昇：

$$i_2=i_1-AL_{\mathrm{K}}\ (L_{\mathrm{K}}<0).$$

注意，這裏的功L是指1千克氣體所做的功。當動能變化甚小時，按照焓方程，我們得到計算渦輪和壓氣機的溫度昇降的簡單公式：

$$\Delta T=\frac{i_2-i_1}{c_p}=-\frac{AL}{c_p}. \tag{19}$$

式中，c_p是在兩種溫度範圍之內的平均定壓比熱。

如果速度變化得很厲害，那末計算起來稍為複雜一些而已：

$$i_2-i_1+A\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}=-AL. \tag{20}$$

最後，如果是等溫過程($i_2=i_1=$常數)，那末氣流所作的機械功便全部消耗在動能的變化上：

$$A\frac{w_2^2-w_1^2}{2g}=-AL. \tag{21}$$

多級壓氣機裏，氣體在級間(每兩級之間)受了冷卻的話，那情況是近乎等溫過程的。

沒有機械功的話，焓的方程是

$$Q_{\text{Hap}}=i_2-i_1+A\frac{w_2^2-w_1^2}{2g};\tag{22}$$

這個形式是用來計算熱量交換過程的。

現在我們回去再看絕能流動，它滿足下列兩個條件：

$$Q_{\text{Hap}}=0,\qquad AL=0,\tag{23}$$

焓的方程便是(16)式。這時的焓方程也可寫成如下的形式：

$$i_2+A\frac{w_2^2}{2g}=i_1+A\frac{w_1^2}{2g}=i+A\frac{w^2}{2g}=\text{常數}。\tag{24}$$

由此不難看到，如果氣流完全停止下來的話，那末氣流的焓便達最大的可能值：

$$i_0=i+A\frac{w^2}{2g}.\tag{25}$$

這時所得到的焓值 i_0，我們可以稱它爲總焓，它的對應絕對溫度

$$T_0=\frac{i_0}{c_p}\tag{26}$$

稱爲滯止溫度。

利用(25)式，可將焓方程(15)中的速度代掉，而得

$$Q_{\text{Hap}}-AL=i_{02}-i_{01}.\tag{27}$$

所以當氣流速度降爲零，而且和外界也沒有能的交換時，氣體的溫度等於滯止溫度。用平均比熱值，我們可以根據下列公式計算滯止溫度：

$$T_0=T+A\frac{w^2}{2gc_p}.\tag{28}$$

是空氣的話($c_p=0.24$)，這個式子可以近似地寫爲

$$T_0\approx T+\frac{w^2}{2000}.\tag{29}$$

例如，在普通溫度 ($T\approx300^\circ$ 絕對) 的氣流裏，速度 $w=100, 350, 1000$ 米/秒，得對應的滯止溫度 $T_0\approx305, 360, 800^\circ$ 絕對。

空氣噴射發動機的進氣擴壓器 (圖 2) 的出口端，普通不論飛行速度如何，總使那裏的氣流速度相當低。因爲這種關係，發動機擴壓器

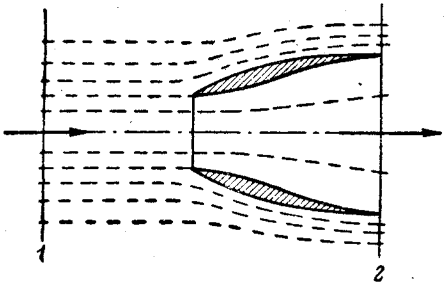

圖 2.　空氣噴射發動機的擴壓器。

的出口端溫度總差不多等於氣流的滯止溫度。設擴壓器的出口端速度 $w_2=100$ 米/秒。那末，出口端的溫度隨飛行速度的不同，應按下式計算：

$$T_2 \approx T_0-\frac{w_2^2}{2000}=T_1+\frac{w_1^2-w_2^2}{2000}$$

在我們這個場合下（$w_2=100$ 米/秒；$T_1=300°$ 絕對）：

$$T_2 \approx 295+\frac{w_1^2}{2000}. \tag{30}$$

按(30)式算得的 T_2 結果列為下表：

表 1.

w_1	100	350	1000 米/秒
T_0	305	360	800 度，絕對
T_2	300	355	795 度，絕對

可見，祇有在很大氣流速度（飛行速度）時，空氣溫度靠滯止才有很大的昇高。

焓的方程解釋了下列很有趣的事實。氣體靠近不傳熱的固體表面流動時，固體表面的溫度等於氣流的滯止溫度。原因是，氣體有黏性，緊貼固體牆壁必形成一層薄薄的附面層，這層裏頭，氣流的速度對壁面而言由外向內逐漸減小，從層外的一般的流速，直到壁面上的零。直接貼牆壁那小部分氣體既然被滯止下來，牆壁又沒有熱的交往，它的溫度便應該等於滯止溫度。例如超音速風洞（圖 3）的工作段，那裏流速是非常之高的，和風洞貯氣箱（貯氣箱中的靜止空氣放入風洞）中的溫度