火箭发动机

〔英〕S. L. 布腊格著

国防工业出版社

火 箭 发 动 机

〔英〕S. L. 布 腊 格 著

道 克 森 譯

金 如 山 校

国 防 工 業 出 版 社

1 9 6 5

內容簡介

本书深入淺出地介紹了有关火箭发动机的綜合性知識，包括作者在藍光火箭发动机研制工作中的一些經驗。书中討論了气体动力学、热化学、推进剂、燃燒、点火、室构造、傳热、輸送系統、試驗及火箭发动机发展远景等方面的問題。每章之后还附有詳細的参考資料目录。

本书可作高等院校师生的参考书，亦可供工程技术人員和研究人員参考。

ROCKET ENGINES

〔英〕S. L. Bragg

WHITEFRIARS PRESS LTD 1962

火 箭 发 动 机

道克森譯

金如山校

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业許可証出字第074号

新华书店北京发行所发行　各地新华书店經售

国防工业出版社印刷厂印装

850×1168 1/32　印張 4 1/8　104千字

1965年10月第一版　1965年10月第一次印刷　印数：0,001—1,240册

統一书号：15034·968　定价：（科七）0.70元

目　　录

第一章　气体动力学

1-1　推力

为了研究液体推进剂火箭的理論，必須了解气体流动和燃燒反应的基础知識。本章討論气体流动，第二章将討論燃燒反应。

牛頓运动第二定律可以作如下叙述："力所产生的动量变化率与力的大小成正比，其方向与力的方向一致"。虽然一般应用这个定律时是使得力等于一个特定质量在单位时間間隔內速度的增量，但使力等于单位时間內获得特定速度的质量增量同样是正确的。因此，如果稳态质量流率 $\dot{m}$，以相对速度 u_e 由火箭推进装置出口流出，则它必須受到大小为 $\dot{m}u_e/g$ 的淨力的作用●。

噴管內的气体运动方程說明：这个淨力等于整个火箭发动机內表面气体压力的反作用力的积分（以 F_o 表示）减去剛在出口外面的气体所产生的相反的力（見图1.1）。如果出口气体的压力是 p_e，火箭出口的面积是 A_e，则

$$F_o - A_e p_e = \dot{m}u_e/g,$$

或

$$F_o = (\dot{m}u_e/g) + A_e p_e。\qquad (1.1)$$

表达式的第二項一般是比較小的，在大多数火箭噴管中它仅占第一項的 10%左右。

如果火箭推力室处于压力为 p_a 的大气环境中，而压力 p_a 作

● 在这个表示式中，重力常数 g 用来作为由质量、长度及时間单位轉换成力的单位的轉换因子。它的因次是（质量×长度）÷（时間²×力），对于某一給定的系統来說，它是一个常数；不能把它与当地重力加速度混为一談，因为在宇宙火箭問題中，当地重力加速度常常是很不同的。在英制单位中，如果采用斯勒(英制质量单位)-呎-秒-磅重量制，在数值上 $g=32.174$磅质量·呎/秒²磅力；在公制单位中，如果采用克-厘米-秒-达因制，则 $g=980.665$ 克质量·厘米/秒²·克质量。

用在除了排气出口截面之外的全部火箭推力室的外表面上，则它也必须承受一个阻力 $A_e p_a$（图1.1），所以在大气中的净推力是

$$F = F_o - A_e p_a = (\dot{m}u_e/g) + A_e(p_e - p_a)。\tag{1.2}$$

如果火箭燒燃室內的压力与 p_a 的差别不大，则流动将进行自行調节，使得 p_e 等于 p_a，这时凈推力就等于 $\dot{m}u_e/g$。另一方面方程（1.2）說明了当 p_a 在高空降到零时，在一定的火箭工作条件下所产生的推力实际上是增加的。最后，在絕对眞空的条件下推力达到 F_o。

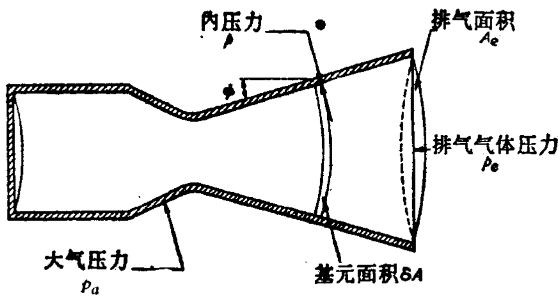

图1.1　作用于推进剂气体上的力。

注：由于室壁对內部气体压力的反作用而使室中气体产生向后的力是：

$$\int p \cdot \cos\varphi \cdot dA = F_o。$$

由于排气压力的作用而使室中气体产生向前的力是：

$$A_e p_e。$$

因此作用在气体上的凈力是：

$$F_o - A_e p_e。$$

由于內部气体的压力作用在室壁上而产生的向前的力是：

$$\int p \cdot \cos\varphi \cdot dA = F_o。$$

由于外部大气压力作用在室壁上而产生的向后的力是：

$$\int p_a \cdot \cos\varphi \cdot dA = A_e p_a。$$

因此作用在室壁上的凈力是：

$$F_o - A_e p_a。$$

1-2 比冲

火箭发动机区别于其它喷气发动机的主要特征是它携带了全部推进剂。当然，这就是它能独立于周圍大气而工作的特征。因此，任何火箭动力飞行器的性能受到它所能装載的推进剂总量的限制，評价一个火箭推进装置的准则并不是它所能产生的推力，(因为增加推进剂流率总是可以增加推力的）而是每单位推进剂流量所能产生的推力。这个比值也可以作为单位质量推进剂所产生的冲量（推力乘时間）来考虑。

大家知道这就叫做推进剂的比推力，或者通常称之为推进剂的比冲，以 I_{sp} 表示。

于是
$$I_{sp}=\frac{F}{\dot{m}}=\frac{u_e}{g}+A_e\,(p_e-p_a)/\dot{m}。\qquad(1.3)$$

正如由这个方程及由 1.1 节的注中明显看出的，比冲的因次是力×时間÷质量，或者在英制单位中是磅力秒/磅质量；一律以秒来表示比冲是混乱的，不精确的，应該予以取消。然而，如果应用了前后一致的动力学单位如厘米-克-秒-达因制，于是 $g=1$ 并且以达因·秒/克为单位的比冲，在数值上等于有效排气速度 u^*。这个速度就是比推力的速度当量，由下式来定义：

$$u^*=u_e+A_e(p_e-p_a)/\dot{m}。\qquad(1.4)$$

因为在（1.3）式中有 p_a 出現，又因为——正如将在下文說明的——u_e 及 p_e 是由燃燒室中工作状况所决定的，所以，在給定的燃燒室条件下，一种給定推进剂的比冲随大气压力而变化。这就使得当引用任何比冲数值时，必須詳細說明它适用的条件。但是如果比冲总是化到眞空条件即对 $p_a=0$ 来說，这种不方便就能减到最小程度，因此，我們就有

$$(I_{sp})_0=\frac{F_0}{\dot{m}}=\frac{u_e}{g}+\frac{A_e p_e}{\dot{m}}。\qquad(1.5)$$

因为这个方程仅包含与气体流动有关的量，它与大气条件无

关，因此能在各种分析中使用。

1-3 一元流动方程

为了解气流的压力能在火箭喷管中轉化成动能的过程，必須研究决定气体流动的一些簡单定律。最好首先考虑一种簡单的理想情况：无化学反应无摩擦的气体稳定地流过一个变截面的通道。

要考虑实际有化学反应的粘性气体的情况，必須对理論作較小的修正，这在下一章討論了热化学反应以后将予以考虑。

在簡单的“一元流”处理中，假定在垂直于流动通道的任何横截面上，气体的各个性质是均布的。进一步假定气体沿壁面流动沒有任何摩擦，完全充滿管道，并假定在引起气流密度和速度局部变化的流动中沒有渦旋。

假定气体服从理想气体定律，

$$p/\rho = RT/M, \tag{1.6}$$

式中 p、ρ 和 T 是当地压力、密度及溫度，R 是通用气体常数（在英制单位中等于 2781.6 $^{\text{呎磅力/磅质量°K}}$)，M 是气体的分子量。

假定流动状况是絕热的，在通道壁面处的气体（或对于任何其它物体）既不吸热也不放热。如果进一步假定，流动并不考虑气体状况中不可逆的变化，即如果它是等熵的变化，則变化着的状况服从于一般的絕热定律，

$$p/\rho^{\gamma} = \text{常数}。 \tag{1.7}$$

指数 γ 是气体的比热比（$\gamma = C_p/C_v$），假定比热并不随溫度变化。

通过任一垂直于流动方向，面积为 A 的通道横截面的质量流率 $\dot{m}$，由連續方程給出

$$\dot{m} = \rho A u, \tag{1.8}$$

式中 u 为流速。

最后，我們可将热力学第一定律（能量守恒定律）应用于通

道中任何两个截面1和2之間单位质量气体的流动中。因为沒有热量傳到周圍介质中去，通道壁面也沒有对气体做功，因此內能 E 加上在截面1处气体的单位质量的动能再加上压力能（即由这块气体之后的气流推动它通过这个断面所做的功），必須等于在截面2处气体的能量之和。

因此

$$E_1+\frac{u_1^2}{2g}+\frac{p_1}{\rho_1}=E_2+\frac{u_2^2}{2g}+\frac{p_2}{\rho_2},$$

式中脚注1和2表示两个截面。

考虑到是理想气体，

$$E_1-E_2=C_v(T_1-T_2)$$

以及

$$C_v+\frac{R}{M}=C_p。$$

这个方程可化成下面形式：

$$C_pT_1+\frac{u_1^2}{2g}=C_pT_2+\frac{u_2^2}{2g}。\tag{1.9}$$

因为截面1和2的位置是完全任意的，所以在通道中各个部分表达式 $C_pT+u^2/2g$ 必須具有相同的值。

一般对方程（1.6）、（1.7）及（1.9）进行微分并整理后，可得出以下方程，

$$\delta p+\rho u\frac{\delta u}{g}=0,$$

或将方程（1.8）代入得：

$$A\delta p+\dot{m}\delta u/g=0。\tag{1.10}$$

实际上这就是运动方程。将牛頓定律应用于流过管中一个小基元流动上，管中的压力及速度增量分别为 δp 及 δu，也可以直接得到这个运动方程。該方程也符合于不可压流体无摩擦地流过一个变截面通道的經典伯努利方程，$p+\frac{\rho u^2}{2g}=$常数。如果气体

是来自或流到速度为零的貯气箱中，方程(1.9) 表明：貯气箱中的气体溫度 T_s 将由下式給出：

$$C_pT_s=C_pT_1+\frac{u_1^2}{2g}=C_pT+\frac{u^2}{2g}。\qquad (1.11)$$

应用絕热关系 (1.7) 式，相应的压力 p_s 及密度 ρ_s 将由下式給出：

$$\left(\frac{\rho_s}{\rho}\right)=\left(\frac{T_s}{T}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}};\quad \frac{p_s}{p}=\left(\frac{T_s}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}。\qquad (1.12)$$

认为这些貯气箱的状况屬于‘总的’或‘滞止’的条件。火箭发动机燃燒室中的状况与它們是十分接近的。相反地，认为随着气流运动的仪器所測出来的当地压力、溫度和密度是屬于‘靜态’条件。由方程 (1.11) 及 (1.12) 定义的量 T_s、p_s、及 ρ_s 可作为任何流动的性质来考虑。对絕热流动，T_s 是常数；而对于等熵流动（方程 (1.7)），p_s 及 ρ_s 也是常数。

因为当气流靜止时（例如，与插入流动气流中的溫度計相接触的气体总是被滞止的），气流的性质是最容易測量的，根据气流的滞止性质以及另外一个容易測量的变量，譬如当地面积或靜压来精确表示一种流动，通常是很方便的。

上述方程可以組合成以下一些无因次組：

密度 $$\frac{\rho}{\rho_s}=\left(\frac{p}{p_s}\right)^{1/\gamma},\qquad (1.13)$$

溫度 $$\frac{T}{T_s}=\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma},\qquad (1.14)$$

速度 $$\frac{u}{\sqrt{\dfrac{RT_sg}{M}}}=\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}\left[1-\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]^{\frac{1}{2}},\qquad (1.15)$$

流量 $$\frac{\dot{m}\sqrt{RT_s}}{Ap_s\sqrt{Mg}}=\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}\left(\frac{p}{p_s}\right)^{1/\gamma}\left[1-\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]^{\frac{1}{2}},$$

(1.16)

或 $$\frac{\dot{m}\sqrt{RT_s}}{Ap\sqrt{Mg}}=\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{p}{p_s}\right)^{-(\gamma-1)/\gamma}\left[1-\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]^{1/2}}。\tag{1.17}$$

最后，由方程（1.5）引出一个动量参数：

$$\frac{Ap+\dot{m}u/g}{\dot{m}\sqrt{RT_s/Mg}}=\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}\left[1-\frac{\gamma+1}{2\gamma}\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]\left[1-\left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right]^{-1/2}\tag{1.18}$$

現在巳有流动参数及动量参数的各种表格。图1.2及1.3用图綫表示了方程（1.15）、（1.16）、（1.17）及（1.18）的相互关系。

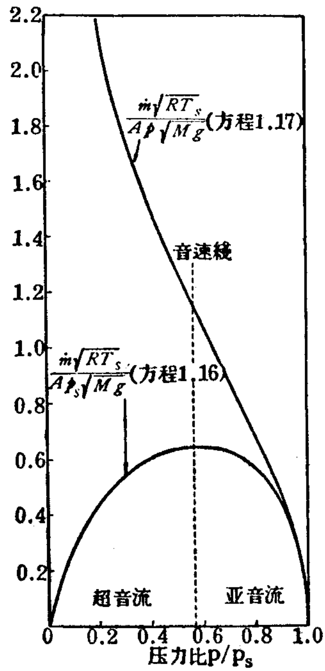

图1.2 $\gamma=1.2$的质量流率函数。

各流动方程可以用两个同样是正确的方式来理解。

首先，在特定断面处静压是固定的情况下，这些流动方程可以用来确定性质巳知的气体流过管中的质量流率 $\dot{m}$，例如，如果一种巳知分子量的气体由巳知压力为 p_s，溫度为 T_s 的滞止状况的貯箱膨脹，通过出口横截面为 A_e，压力維持在 p_e 的通道，代入方程（1.17），就能够計算出质量流率。

从另一个角度来看，方程（1.16）表明，对于一个在其中流动巳經是旣定了的通道，当地静压 p 与当地横截面 A 之間存在有一个单一的关系，因而所有其它当地变量之間也有着单一的关系。

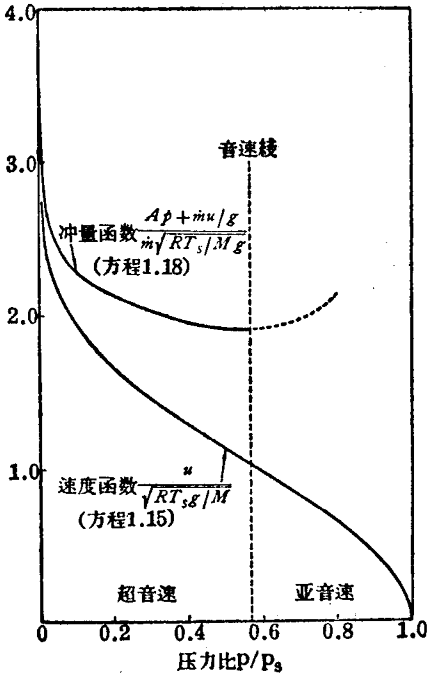

图1.3　$\gamma=1.2$的动量函数。

1-4　壅塞流动

現在考虑一种特殊的流动，假設通道面积的变化使得靜压稳定地降落。随着靜压的下降速度增加。如果流体是不可压的，則通过流动所要求的通道面积减小。然而，当气体流动时，密度也随着压力在减小，故所要求减小的面积就更小了；最后达到了这样一点，在該处密度的减小超过了速度的增加，于是为通过这流动的通道面积又必須增加。

当然，最小面积的点相当于流量参数$\frac{\dot{m}\sqrt{RT_s}}{Ap_s\sqrt{Mg}}$(图1.3) 的

最大值。在該点处将方程（1.16）微分以确定各个状况的参数：令微分等于零，同时用下标 t 来表示最小截面或喉部处的状况，得到：

$$\frac{T_t}{T_s}=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right), \tag{1.19}$$

$$\frac{\rho_t}{\rho_s}=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{1/(\gamma-1)}, \tag{1.20}$$

$$\frac{p_t}{p_s}=\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \tag{1.21}$$

$$\frac{u_t}{\sqrt{RT_s g/M}}=\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}},\text{所以 } u_t=\sqrt{\gamma RgT_t/M}, \tag{1.22}$$

以及

$$\frac{\dot{m}\sqrt{RT_s}}{A_t p_s\sqrt{Mg}}=\sqrt{\gamma}\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)}=f(\gamma)。 \tag{1.23}$$

任何可压縮介质的音速由方程 $c^2=g\left(\frac{\partial p}{\partial\rho}\right)$ 給出，式中的微分是在等熵情况下进行計算的。对于气体，$c=\sqrt{\gamma RgT/M}$，将此式与方程（1.22）比較，可以明显的看出喉部处的速度为音速。这个事实也能直接对連續方程（1.8）进行微分而导出，在喉部处 $\delta A=0$，微分該方程給出 $\frac{\delta\rho}{\rho}+\frac{\delta u}{u}=0$，当与运动方程（1.10）$\delta p+\rho u\delta u/g=0$ 比較时，发現 $u_t^2=g\left(\frac{dp}{d\rho}\right)$。因为随着压力下降，速度是連續地增加着，因此在喉部上游必須小于音速，而在喉部下游必須大于音速。即在为膨脹而降到低压所必須的收斂-扩散管道中，在收斂部分的流动为亚音速，在扩張部分的流动为超音速。

正如前面所述，当某一截面处的状态改变时，要决定流过一給定通道的流动，也要用到流量方程（1.16）。于是，考虑一个給定出口面积的收斂管，在貯气箱状况保持不变的情况下，令气

流注入到其中的周圍压力緩慢地降低。流量参数$\frac{\dot{m}\sqrt{RT_s}}{Ap_s\sqrt{Mg}}$最大值的存在，表示当外界压力减到使出口达到音速时，流量恰恰达到最大值。

进一步降低外界压力，流量并不增加，喷管就称为被“壅塞”。对这种現象可作簡单的物理解釋：一旦出口达到音速，就沒有膨胀波能逆流而上去进一步增加上游的速度。

类似的观点可应用于收斂-扩散喷管。随着外界压力由一个接近于貯箱压力的数值緩慢降落下来，一直到喉部达到音速之前，流量在增加着。进一步降低外界压力，不能增加流量，亦不能影响喉部上游的状况，但它能影响仍然是亚音速的下游的流动。最后，当外界压力与貯箱压力比較已非常低时，遵循图 1.3 曲綫左边部分的規律，喷管扩散部分的流动完全是超音速的。于是，喷管中当地压力只是由横断面积来确定，而与外界状况完全无关。典型喷管中靜压、靜溫和速度的变化示于图 1.4。

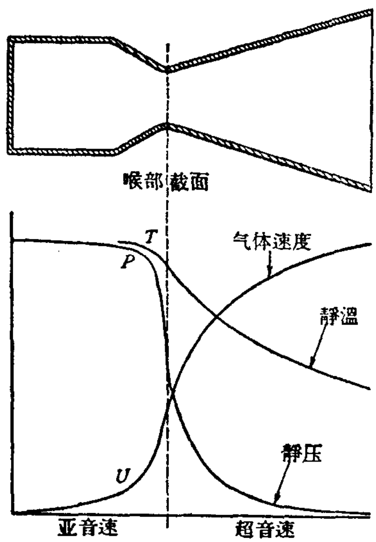

图1.4　超音速噴管中的膨胀。

1-5　膨胀不足与膨胀过度

很容易說明对于給定的燃燒室条件，当噴管中气体完全膨胀时，即出口的气体压力恰恰等于大气压力时，得出推力最大。由于扩散段中的压力都高于大气压力，作用于每一部分壁上的力都

是向前的，因此如果噴管末端切去一段，那末总的向前推力一定減小。相反地，如果我們加上一小段外加的扩散段，由于在这小段中压力低于大气压力，作用在这段上的合力向后，因此推力也将減小。

然而，对于任何特定的噴管，常常可以通过增加貯箱压力或燃燒室压力来提高比冲，因为这样可以減少比冲方程（1.3）中負項 $A_e p_a/\dot{m}$ 的影响。

如果火箭发动机总是在同样的周圍条件下工作，很明显应由应力和燃燒观点的考慮选擇所允許的最高的 p_s 值，同时应这样設計噴管的 A_e/A_t，使得在排气噴管出口处能精确地膨脹到大气压力。但是，如周圍条件是变化的，必須选擇一个折衷方案，使得总的性能最佳（見 4-11 节）。

如果外界压力不等于噴管出口超音速气流的压力，則气体在噴管以外調节它的状态。当然，这种調节无論如何不会影响由方程（1.2）所給出的推力，因为它是在噴管外边进行的。

如果外界压力的确很低，气体在离开噴管以后继續膨脹，同时偏离了噴管軸綫。这就在軸綫上留下了眞空，它将气体往回吸，这时气体的动量产生了再次压縮。因此气体近似地回到了噴管出口处的条件，并且过程被重复着。这种膨脹不足的結果示于图 1.5。因为流动是超音速的，膨脹和压縮就伴随着有馬赫波和冲波。关于較为完善的超音速过程的理論，讀者可参考普林斯顿高速空气动力学及噴气推进丛书以及夏皮罗（Shapiro）的著作[2]。

如果外界压力比相应于噴管中超音流的数値稍高的話，則流动精确地膨脹到出口压力，但产生一个斜冲波。这个斜冲波增加了气体的压力并使其向內傾斜。又一次得到了菱形冲波的型式（图 1.5 的下一部分），这种流动称之为膨脹过度。

图 1.5 所示是一个实际发生的膨脹不足和膨脹过度流动的簡化图。实际上，最初的膨脹是由一扇形膨脹波組产生的，而不是一个单个的强波陣面产生。紧接下游的徑向膨脹連同膨脹波組在

射流对面边界的反射，形成一系列微弱的轉向冲波，这些冲波在靠近軸綫处汇合起来，形成如图片 2 所示的菱形（見 71 頁）。結果形成射流外边界[3]。

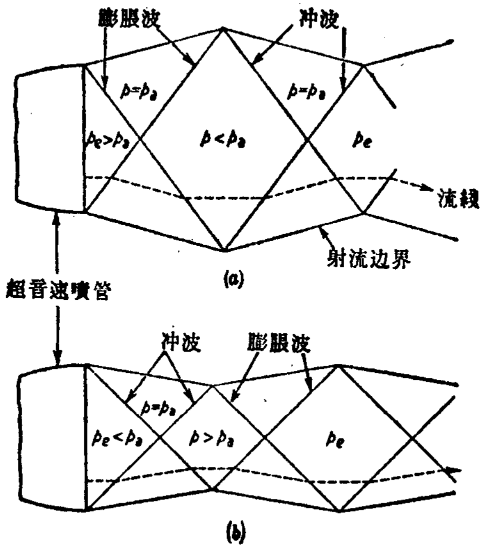

图1.5　超音速排气型式：

（a）膨脹不足的流动；（b）膨脹过度的流动。

如果飞行器由一組火箭发动机来推动，当反压高时，射流的作用犹如抽气机一样，将空气由火箭壳体拐角处吸开。在反压低时，射流膨脹并在中心相遇，这种相互干扰引起一个高的局部压力，并造成热气回流至导彈底部拐角中[4]。

排气型式也受到通过大气的火箭本身速度的影响，特别是在高空时，气体要在飞行器尾迹以外充分地膨脹。

如果外界压力高过气体排气压力的三倍左右，則流动就偏离噴管壁。理想的一元流方程不再能应用，流动变成无效的和紊乱的，而凈推力可能不是軸向。对于很高的外界压力，扩散段的流动当然再一次变成完全是亚音速的，并且产生的推力小得可以忽略。