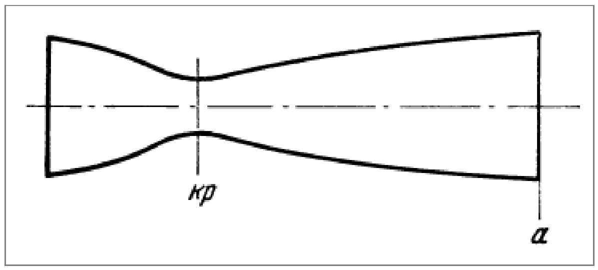
Bài 1. Ống phun siêu âm

Ống phun siêu thanh, hay còn gọi là ống Laval, trong đó dòng khí được biến đổi sao cho vận tốc chảy lớn hơn vận tốc âm thanh.

$M > 1, w_a > a$



Hình 4.1. Ống phun Laval

Bây giờ chúng ta xét trường hợp dòng chảy một chiều của khí trong ống phun siêu thanh. Phương trình liên tục cho ta công thức:

$G = \rho wF = const.$

Khí chuyển động có gia tốc trong ống, vì thế khi vận tốc nhỏ, để có thể coi khối lượng riêng của nó là không đổi, cần phải giảm tiết diện ngang của ống bằng cách thu hẹp phần đầu ống lại. Khi khí giãn ra, vận tốc tăng lên làm cho áp suất giảm xuống, suy ra, khối lượng riêng của nó cũng giảm, để bù cho vận tốc tăng lên, vì thế không nên thu hẹp tiết diện ống một cách đột ngột. Cuối cùng, diễn ra quá trình trong đó khối lượng riêng của khí giãn nở giảm tỉ lệ nghịch với vận tốc. Như đã biết, trong mặt cắt ngang này của rãnh, vận tốc của dòng bằng vận tốc âm thanh. Về sau này, vận tốc tăng lên còn làm cho khối lượng riêng của khí giảm rất nhanh. Điều này dễ dàng suy ra từ phương trình liên tục vì tiết diện của ống tăng lên.

Như vậy, ống phun, để thu được dòng siêu thanh, được tạo nên bởi hai phần: phần thu hẹp (dưới vận tốc âm thanh) và phần mở rộng (siêu thanh) (hình 4.1). Trong tiết diện hẹp nhất của ống siêu âm (tiết diện tới hạn) vận tốc của dòng bằng vận tốc âm thanh.

Xét đồng thời phương trình liên tục và phương trình Becnouli (không tính ma sát) ở dạng vi phân:

$$d(\rho wF) = 0, \quad dp + \rho w dw = 0$$

Chia phương trình thứ hai cho ρw^2 sau đó nhân và chia phương trình đầu với $d\rho$. Khi đó thu được

$$\frac{1}{w^2}\frac{dp}{d\rho}\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dw}{w} = 0.$$

Từ phương trình đầu, theo (4) trong chương I, khi $dG = 0$, ta có

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dF}{F} - \frac{dw}{w}.$$

Thay kết quả này vào phương trình thứ hai và theo hệ thức (34) của chương I, đạo hàm của áp suất theo khối lượng riêng trong quá trình đoạn nhiệt lý tưởng bằng bình phương vận tốc âm thanh trong chất khí, ta thu được

$$\left(\frac{w^2}{a^2} - 1\right)\frac{dw}{w} = \frac{dF}{F}. \tag{1}$$

Phân tích phương trình này, có thể nhận thấy rằng, khi giãn khí (tăng tốc), khi mà $dw/w > 0$, mặt cắt của ống phun cần phải thay đổi như đã chỉ ra ở trên, cụ thể là:

Nếu $w < a$, thì $\frac{dF}{F} < 0$ (thu hẹp)

Nếu $w = a$, thì $\frac{dF}{F} = 0$ (кризис?)

Nếu $w > a$, thì $\frac{dF}{F} > 0$ (mở rộng)

Như vậy, có 3 chế độ: dưới vận tốc âm thanh ($w < a_{th}$), tới hạn ($w = a_{th}$), và siêu thanh ($w > a_{th}$)

Lưu ý rằng, càng gần với mặt cắt tới hạn thì dòng khí càng nhạy với sự biến đổi tiết diện ngang của rãnh. Ví dụ, để thay đổi số M (Max) lên 10%, (từ M=0,9 lên M=1) cần phải thay đổi diện tích mặt cắt lên 1%, còn để thay đổi từ M=0,5 lên M=1 tương ứng với diện tích mặt cắt thay đổi 0,25%. Vì nguyên nhân này, ta không nên giữ chế độ tới hạn trên một đoạn dài của ống thẳng (lớp bề mặt, tạo ra do hãm khí, sẽ làm thu hẹp mặt cắt của tia khí???)

Như đã phân tích, khối lượng riêng của khí giảm khi vận tốc tăng. Tại mặt cắt tới hạn của ống phun thì $dF / F = 0$, nghĩa là, diện tích mặt cắt ngang sẽ đạt cực trị (nhỏ nhất). Từ hệ thức (1) suy ra, tại mặt cắt hẹp của ống phun Laval thu được vận tốc dòng khí bằng với vận tốc cục bộ của âm thanh.

Tiếp theo ta xem xét sự phụ thuộc của vận tốc vào diện tích mặt cắt ngang của ống phun. Để làm được điều này, chúng ta sử dụng phương trình liên tục, liên hệ giữa mặt cắt bất kì của ống phun siêu thanh với mặt cắt tới hạn

$$\rho w F = \rho_{th} w_{th} F_{th};$$

từ đây suy ra

$$\frac{F}{F_{th}} = \frac{\rho_{th} w_{th}}{\rho w}.$$

Mặt khác $w = aM$ và $M_{th} = 1$, vì thế:

$$\frac{F}{F_{th}} = \frac{\rho_{th} a_{th}}{\rho a M}$$

Như đã biết:

$$\frac{a_{th}}{a} = \left(\frac{T_{th}}{T} \right)^{1/2}$$

và khi quá trình là lý tưởng:

$$\frac{\rho_{th}}{\rho} = \left(\frac{T_{th}}{T} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

suy ra,

$$\frac{F}{F_{th}} = \left(\frac{T_{th}}{T} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{1}{M},$$

Dựa vào phương trình (38),(39) trong chương I, ta có

$$\frac{T_{th}}{T} = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2}}.$$

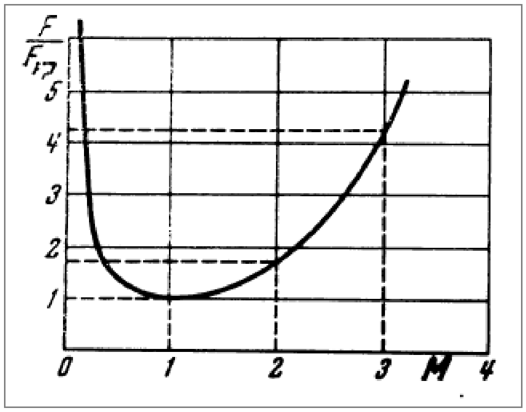
Từ đây suy ra

$$\frac{F}{F_{th}} = \frac{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}{M \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}. \tag{2}$$

Đối với không khí $k = 1,4$, ta có

$$\frac{F}{F_{th}} = \frac{\left(1 + 0,2 M^2\right)^3}{1,73 M}. \tag{3}$$

Từ các công thức này, nhận thấy rằng, giá trị không thứ nguyên của diện tích mặt cắt ống phun là hàm số của số M. Cần nhấn mạnh rằng, tất cả các biểu thức đưa ra chỉ đúng khi không có hao phí nhiệt và thủy lực học, tức là khi thay đổi trạng thái khí theo quá trình đoạn nhiệt lý tưởng.



Hình 4.2. Sự phụ thuộc vào số M của đại lượng không thứ nguyên diện tích của ống Laval (trường hợp k =1,4)

Nếu cho biết hình dáng của ống phun siêu thanh, thì có thể biết được giá trị của số M trong bất kì tiết diện nào. Mỗi giá trị của số M tương ứng với một giá trị xác định của tỉ số F/F_{th}. Đường cong $F/F_{th} = f(M)$, được xây dựng theo công thức (3), biểu diễn trên hình 4.2. Khi đó từ đồ thị rõ ràng, phương trình (3), cũng có nghĩa là phương trình (2), có hai nghiệm; mỗi tỉ số F/F_{th} cho hai giá trị của số M: một nghiệm ứng với vận tốc dưới âm thanh, còn nghiệm kia ứng với vận tốc siêu thanh. Đối với phần đầu vào của ống phun (phía trước mặt cắt tới hạn), thỏa mãn tất cả các nghiệm dưới vận tốc âm thanh, còn đối với phần đầu ra – tất cả các nghiệm siêu thanh. Phương trình có nghiệm duy nhất (nghiệm kép) tại mặt cắt tới hạn ($F/F_{th} = 1$).

Áp suất và khối lượng riêng của khí trong quá trình lý tưởng phụ thuộc đơn trị vào số M và được xác định bởi công thức (68) và (71) trong chương I. Từ đây suy ra rằng, nếu chọn một mặt cắt bất kỳ, thì tại đó ta sẽ xác định được giá trị của số M, tương ứng với giá trị của nhiệt độ, áp suất và khối lượng riêng của khí (với độ chính xác khi xét đến cả ảnh hưởng của lớp bề mặt).

Giá trị của vận tốc tại mặt cắt của ống phun siêu thanh chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ hãm T^*. Sự thay đổi áp suất toàn phần p^* không ảnh hưởng đến vận tốc, vì áp suất cục bộ p thay đổi tỉ lệ với nó, còn tỉ số của chúng không thay đổi, và tỉ số nhiệt độ cũng không đổi

$$\frac{T^*}{T} = \left(\frac{p^*}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Để thu được giá trị của số M tại mặt cắt của ống phun siêu thanh, cần phải lựa chọn diện tích mặt cắt sao cho tương ứng, ngoài ra phải có đủ áp suất dự trữ trong buồng đặt trước ống phun. Nói khác đi, để đạt được số M cần thiết tại mặt cắt của ống, áp suất trong buồng cần phải lớn hơn áp suất môi trường xung quanh một số lần nhất định.

Giả sử, áp suất trong buồng p^* tăng, khi đó tại mặt cắt của ống phun áp suất cũng tăng lên và khí thoát ra với áp suất dư thừa. Tại nơi nào đó sau mặt cắt ống phun, áp suất cân bằng với áp suất khí quyển, lượng dư thừa áp suất chuyển thành độ tăng vận tốc trong tia khí, vì đối với dòng chảy siêu thanh, để vận tốc tăng lên đòi hỏi phải tăng tiết diện ngang của tia khí, nên tia khí tựa như tạo nên một ống phun siêu thanh mở rộng. Nếu áp suất trong buồng vì một nguyên nhân nào đó bị giảm xuống, thì tại mặt cắt sẽ xảy ra sự giảm áp suất, khi đó áp suất thu được trong một số trường hợp có thể thấp hơn áp suất của khí quyển; vận tốc chảy lúc này không thay đổi vì nó là hàm số chỉ phụ thuộc vào tỉ số diện tích mặt cắt đầu ra và mặt cắt tới hạn. Sự thay đổi áp suất trong khí quyển không ảnh hưởng đến sự chảy ra từ ống phun, vì sóng của áp suất, truyền với vận tốc âm thanh, di chuyển nhờ dòng khí siêu thanh. Ở cửa thoát khí, áp suất trong dòng khí cần phải ngang bằng với áp suất khí quyển; nghĩa là phải tăng lên do dòng siêu thanh bị hãm; quá trình này kéo theo sự xuất hiện sóng xung kích mà dưới đây sẽ trình bày cụ thể hơn.

Như vậy, *áp suất tại mặt cắt của ống phun siêu thanh không liên quan đến áp suất khí quyển, mà chỉ phụ thuộc vào áp suất trong buồng và hình dạng của ống phun.*

Chỉ trong chế độ tính toán thì áp suất tại mặt cắt của ống phun mới bằng áp suất khí quyển: $p_{kq} = p_{tt}$. Trong chế độ tính toán, khi mà áp suất tại mặt cắt lớn hơn hoặc nhỏ hơn áp suất khí quyển, sẽ xảy ra sự giảm áp suất trong tia khí bên ngoài ống phun.

Như đã biết, quá trình biến đổi áp suất thành vận tốc trong dòng chảy siêu thanh và dưới vận tốc âm thanh diễn ra không có hao phí, nghĩa là en-trô-pi gần như không đổi, gần như là quá trình đoạn nhiệt lý tưởng. Vì vậy, những công thức tính toán cho ống phun siêu thanh lý tưởng dẫn ra ở trên cho chúng ta kết quả tương đối chính xác so với ống phun thực tế.

Trong nhiều trường hợp các công thức tính toán được đơn giản hóa đi, nếu như các thông số của trạng thái khí được xác định bởi các hàm số không phụ thuộc vào M, mà vào vận tốc thu gọn. Sử dụng vận tốc thu gọn rất tiện vì mẫu số của nó (vận tốc tới hạn) chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ hãm, còn nhiệt độ hãm thì luôn không đổi đối với một đoạn dòng chảy bất kỳ với quá trình cô lập. Quy luật thay đổi nhiệt độ, áp suất và khối lượng riêng của khí trong hàm số λ được biểu diễn bởi các công thức (42), (72) và (73) trong chương I.

Tiếp theo ta đưa ra biểu thức liên hệ giữa diện tích mặt cắt của ống phun với vận tốc rút gọn. Theo phương trình liên tục

$$\frac{F}{F_{th}} = \frac{\rho_{th} a_{th}}{\rho w}$$

Thay vào đây các công thức

$$w = \lambda a_{th}, \quad \frac{\rho_{th}}{\rho} = \left(\frac{T_{th}}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

chúng ta thu được

$$f = \frac{F}{F_{th}} = \frac{1}{\lambda}\left[\frac{\frac{2}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}\right]^{\frac{1}{k-1}}. \tag{4}$$

Bây giờ ta sẽ dẫn ra công thức tính lưu lượng khí trong ống phun. Tại mặt cắt tới hạn, lưu lượng bằng

$$G = \rho_{th} a_{th} F_{th}$$

Và từ các biểu thức (42), (72), (73) trong chương I, dễ dàng xác định được trạng thái của khí tại mặt cắt tới hạn:

$$\begin{aligned} &\frac{T^*}{T_{th}} = \frac{k+1}{2}, \frac{\rho^*}{\rho_{th}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}, \\ &\frac{p^*}{p_{th}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \frac{a^*}{a_{th}} = \left(\frac{T^*}{T}\right)^{1/2} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{1/2}. \end{aligned} \tag{6}$$

Nói riêng, đối với không khí ($k = 1{,}4$) thì

$$T^* = 1{,}2 T_{th}, \ \rho^* = 1{,}58 \rho_{th}, \ p^* = 1{,}89 p_{th}, \ a^* = 1{,}1 a_{th}, \tag{7}$$

Dựa vào (6), thay các giá trị tới hạn của khối lượng riêng và vận tốc âm thanh vào biểu thức (5) bằng các giá trị tương ứng với trạng thái hãm, nghĩa là trạng thái trong buồng phía trước ống phun, ta thu được

$$G = \rho^* a^* F_{th} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}},$$

hoặc sử dụng phương trình trạng thái và công thức (34) của chương I:

$$G = \frac{p^* F_{th}}{\sqrt{T^*}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{k}{R} \right)^{1/2}. \tag{8}$$

Như vậy, lưu lượng khí trong ống phun chỉ phụ thuộc vào trạng thái của khí trong buồng phía trước ống phun. Đối với không khí ($k = 1{,}4$, $R = 287{,}3$) ta có công thức tính lưu lượng đơn giản sau

$$G = 0{,}0404 \frac{p^* F_{th}}{\sqrt{T^*}} [kg/s]. \tag{8a}$$

Theo công thức (8), ta sẽ xác định được kích thước mặt cắt tới hạn của ống phun siêu thanh nếu đã biết lưu lượng và trạng thái của khí trước ống phun.

Trong các trường hợp, khi mà vận tốc chảy nhỏ hơn vận tốc tới hạn, người ta sử dụng vòi hội tụ đơn giản - ống trộn với vai trò là ống phun. Trạng thái của khí và vận tốc chảy trong các mặt cắt khác nhau của ống trộn có thể xác định theo các công thức như trong trường hợp đối với ống siêu thanh. Tuy nhiên dòng khí trong ống trộn có một loạt các đặc điểm mà ta không thể thống kê hết.

Quan trọng hơn cả, trong chế độ chảy dưới vận tốc âm thanh, áp suất trong tia khí tại mặt cắt ống phun p_a thực tế bằng áp suất của môi trường xung quanh p_{xq}, bởi vì trong chế độ này mọi thay đổi về áp suất trong khí quyển đều (thâm nhập) tác động vào bên trong ống phun dưới dạng sóng áp suất, làm thay đổi áp suất trước ống phun và vận tốc chảy tương ứng; tiếp tục điều chỉnh lại dòng chảy cho đến khi áp suất trong tia khí tại mặt cắt của ống phun khác so với của khí quyển. Vì vậy, khác với ống phun siêu thanh ở dạng ống trộn đơn giản, vận tốc chảy được xác định bởi áp suất trong buồng phía trước ống trộn chứ không phải theo hình dạng của nó. Như vậy, nếu biết áp suất p^* trong buồng trước ống trộn thì ứng với áp suất p đã cho tại mặt thoát, vận tốc rút gọn của sự có thể tìm trực tiếp từ công thức (78) chương I:

$$\lambda_a{}^2 = \frac{k+1}{k-1}\left[1-\left(\frac{p}{p^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \tag{9}$$

Đại lượng vận tốc chảy bằng $w_a = \lambda_a a_{th}$, ở đây vận tốc tới hạn theo công thức (41) chương I chỉ phụ thuộc vào nhiệt độ trong buồng trước ống phun (nhiệt độ hãm):

$$a_{th} = a^*\sqrt{\frac{2}{k+1}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT^*}$$

Lưu lượng trong ống trộn được tìm theo phương trình liên tục, sau đó áp dụng cho mặt thoát:

$$G = \rho_a w_a F_a.$$

Nếu sử dụng các biểu thức liên hệ đã biết

$$\frac{\rho_a}{\rho^*} = \left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_a{}^2\right)^{\frac{1}{k-1}}, \frac{a_{th}}{a^*} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/2},$$

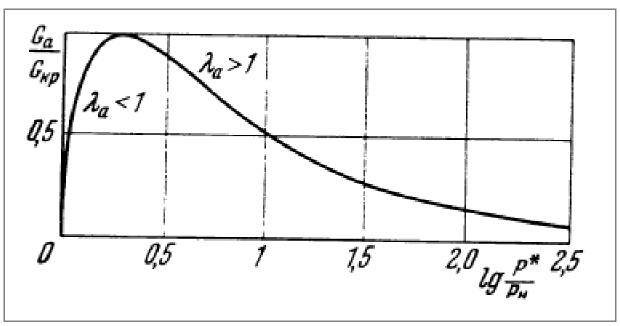
thì chúng ta sẽ thu được

$$G = \rho^* a^* F_a\left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/2}\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_a{}^2\right)^{\frac{1}{k-1}}\lambda_a$$

Hay là

$$G = \frac{p^* F_a}{\sqrt{T^*}} \lambda_a \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_a{}^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \left[\frac{2k}{(k+1)R}\right]^{1/2} \tag{10}$$

Công thức (10) có thể sử dụng để xác định lưu lượng khí trong ống phun siêu thanh ở chế độ tính toán dòng chảy, khi mà áp suất tại mặt thoát ống phun F_a bằng với áp suất môi trường xung quanh $p_a = p$. Thế nhưng, khi $F_a = const$ và $p^* = const$, từ công thức (10) suy ra, khi giảm áp suất $p_a = p$, nghĩa là tăng vận tốc chảy $\lambda_a > 1$, thì lưu lượng khí qua ống phun sẽ giảm: $G \to 0$. Điều này được giải thích như sau: khi đồng thời giảm λ_a tỉ số giữa diện tích F_a với diện tích mặt tới hạn F_{th} (có giá trị không phụ thuộc vào $p_a = p$) phải tăng lên; hay nói khác đi, khi p^* tăng, để giữ cho $p_a = p$ khi $F_a = const$, cần phải giảm diện tích mặt cắt tới hạn của ống phun, và khi đó lưu lượng khí qua ống phun sẽ giảm.



Hình 4.3 Sự phụ thuộc của lưu lượng khí vào tỉ số áp suất trong buồng và môi trường xung quanh.

Trên hình 4.3 là đồ thị của hàm số

$$\overline{G}_a = \frac{G_a}{G_{th}} = \lambda_a \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_a{}^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\left(\frac{k+1}{k-1}\right)\left[1 - \left(\frac{p}{p^*}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \left(\frac{p}{p^*}\right)^{\frac{1}{k}}$$

Nó miêu tả sự thay đổi tỉ số của lưu lượng khí qua mặt thoát của ống với lưu lượng khí qua mặt cắt tới hạn có cùng diện tích, và tỉ số này cũng phụ thuộc vào sự chênh lệch áp suất $\frac{p^*}{p}$. Dễ thấy khi $\frac{p^*}{p} \rightarrow \infty$ thì lưu lượng khí tại mặt thoát tiến tới không: $G_a \rightarrow 0$