

Wärmekapazitäten:

1 kg C₂H₆O: 400 WE 1 kg H₂O: 290 WE 1 kg CO: 150 WE

Legt man der Reaktion auf Grund des Entleerungsschaubildes folgende Reaktion zugrunde



so bestünde das Verbrennungsprodukt aus den Gewichtsteilen

52,4% H₂O 40,5% CO 7,1% C₂H₆O

Der gesamte Wärmeverbrauch bis zur Erwärmung auf T_{i,p} betrüge also

$$c_{p_m} (T_{i,p} - T_{273}) = 0,524 \cdot 290 + 0,405 \cdot 150 + 0,071 \cdot 400 \\ = 247 \text{ WE}$$

Diese Zahl stellt den Wärmeverbrauch vor Strömungsbeginn dar.

Die Gesamtenergie in der Mündung kann nun ebenfalls leicht ermittelt werden. Sie besteht aus einem kinetischem Energieanteil und einem Wärmeanteil.

Bei gegebener sekundlicher Gesamtreibstoffmenge und Ausströmgeschwindigkeit errechnet sich ersterer zu

$$\frac{G_{\text{sec}} c_{a_{\text{eff}}}^2}{2 g A} = \frac{1,15 \cdot 1180^2}{2 \cdot 9,81 \cdot 427} = 192 \text{ WE/sec.}$$

Der Wärmeanteil ist gegeben durch

$$c_{v_m} (T_{a_{\text{eff}}} - T_{273}) = \frac{c_{p_m}}{\chi} t_{a_{\text{eff}}}$$

Für t_{a,eff} = 587° C ergeben sich mit Tafel 2 wieder die Wärmekapazitäten

1 kg C₂H₆O: 390 WE 1 kg H₂O: 280 WE 1 kg CO: 140 WE

An Hand der Zusammensetzung des Gases beträgt also die Gesamtkapazität 233 WE.

Da endlich bei diesen niedrigen Temperaturen der Quotient höher liegt als in den bisherigen Beispielen, wird Wärmehalt in der Mündung

$$c_v t_{a_{\text{eff}}} = \frac{233}{\chi} = 176 \text{ WE.}$$

Die Gesamtenergie in der Mündung beträgt dann

$$192 + 176 = 368 \text{ WE.}$$

Nach dem Axiom Gl. (49) ergibt sich dann die durch Nachverbrennung freigewordene Wärme zu

$$Q_s = 368 - 247 = 121 \text{ WE,}$$

d. h. zu rd. 1/3 des gesamten ausgenützten Heizwertes.

Dieser Wärmebetrag Q_s verteilt sich nun gemäß Gl. (47a) und (47b) auf einen Gewinn des ausströmenden Gases an Arbeit und Wärme. Für die Verteilungsziffer der reinen Brennstoffnachverbrennung ergibt sich dann mit einem Exponenten n_a + 0,03 = 1,06

$$\varphi = -0,23.$$

Der Wärmeanteil wird dann

$$\varphi Q_s = 0,23 \cdot 121 = -28 \text{ WE,}$$

d. h. das Gas gibt (entsprechend dem oben festgestellten Temperaturgefälle) noch einen kleinen Anteil seiner eigenen inneren Wärme ab.

Der Gewinn an Arbeit wird mit (47b)

$$(1 - \varphi) Q_s = [1 - (-0,23)] 121 = 149 \text{ WE,}$$

d. h. außer dem gesamten Energiegehalt der Nachverbrennung kommen noch obige 28 WE hinzu.

Eine Kontrollrechnung kann endlich die Richtigkeit obiger Schlüsse zeigen. Nach Gl. (45) muß für die Ausströmgeschwindigkeit gelten

$$c_{a_p} = 129 \sqrt{\frac{1}{\mu} \frac{n_a}{n_a - 1} (T_{i,p} - T_{a_{\text{eff}}})} \\ = 129 \sqrt{\frac{1}{21,7} \frac{1,03}{0,03} (912 - 860)} = 1170 \text{ m/sec.}$$

1180 m/sec wurden effektiv gemessen.

Mit den auf diese Weise gewonnenen Werten können noch weitere Folgerungen gezogen werden.

Mit Gl. (23) wird

$$T_{m_{\text{eff}}} = T_{i,p} \frac{2}{n_m + 1}.$$

Führt man für T_{i,p} Gl. (44) ein, so wird

$$T_{m_{\text{eff}}} = T_{a_{\text{eff}}} \frac{2}{n_m + 1} \left(\frac{p_{i_{\text{eff}}}}{p_{a_{\text{eff}}}} \right)^{\frac{n_a - 1}{n_a}}. \quad (50)$$

Wegen p_v = RT und der Bedingung der Kontinuität wird dann das spezifische Volumen im Düsenhals

$$v_m = \frac{V_m}{G_{\text{sec}}} = \frac{f_m c_{m_{\text{eff}}}}{G_{\text{sec}}} = \frac{RT_{m_{\text{eff}}}}{p_{m_{\text{eff}}}}.$$

Daraus ergibt sich für die Halsgeschwindigkeit

$$c_{m_{\text{eff}}} = \frac{G_{\text{sec}} RT_{m_{\text{eff}}}}{f_m p_{m_{\text{eff}}}}. \quad (51)$$

BEISPIEL:

In dem oben besprochenen Fall wird z. B.

$$T_{m_{\text{eff}}} = 912 \frac{2}{1,94} = 940^\circ \text{ abs.}$$

und $c_{m_{\text{eff}}} = \frac{1,15 \cdot 39,1 \cdot 940}{14,6 \cdot 5,05} = 572 \text{ m/sec.}$

Ferner läßt sich auch der effektive Ofendruck bei bestimmter Ausströmmenge eindeutig durch den Exponenten n erklären. Da im Abschnitt 2 bereits festgestellt wurde, daß eine Rückwirkung der Düsenverhältnisse auf die Vorgänge im Düsenhals nicht möglich ist (Überschallströmung), so darf hier nur mit n_m gerechnet werden. Man kann dann Gl. (25b) in der Form schreiben.

$$G_{\text{sec}} = f_m p_i \frac{1}{\sqrt{R T_{i,p}}} \left(\frac{2}{n_m + 1} \right)^{\frac{1}{n_m - 1}} \sqrt{2g \frac{n_m}{n_m - 1}}.$$

Hier ist

$$b = \left(\frac{2}{n_m + 1} \right)^{\frac{1}{n_m - 1}} \sqrt{2g \frac{n_m}{n_m + 1}}$$

eine „Ausströmmziffer“ der Verbrennungsströmung, die in Funktion des Exponenten n_m in Tafel 19 aufgetragen ist. Diese Ziffer stellt die in Abschnitt 2 erwähnte „Verbesserung“ des für die adiabatische Strömung gültigen Wertes b = 2,09 durch den Versuch dar.

Der Ofendruck selbst ergibt sich dann zu

$$p_{i_{\text{eff}}} = \frac{G_{\text{sec}}}{b f_m} \sqrt{R T_{i,p}}. \quad (52)$$

BEISPIEL:

In dem bisherigen Beispiel (Versuchsergebnis Fl.P. Nr. 8) wird für n_m = 0,94 nach Tafel 19 b = 1,94. Der Ofendruck wird damit

$$p_{i_{\text{eff}}} = \frac{1,15}{1,94 \cdot 14,6} \sqrt{39,1 \cdot 912} = 7,7 \text{ ata.}$$

Gemessen wurde der Wert p_{i,eff} = 7,8 ata.

Es wird aus dieser Gegenüberstellung ersichtlich, welche außerordentliche Bedeutung dem Problem beizumessen ist, die Verbrennungsströmung an die adiabatischen Verhältnisse anzunähern, d. h. die Exponenten n_a und n_m wachsen zu lassen.

Völlig würde die Forderung nach rein adiabatischer Strömung erfüllt werden bei Verwendung einer unendlich großen Verbrennungskammer, in der eine genügende Zeit zur vollkommenen Verbrennung vor Beginn der Strömung gegeben ist. Praktisch ist eine Vergrößerung der Brennkammer in einer für den Freiflug geeigneten Raketen nur in sehr begrenztem Umfang möglich.

Die wichtigste Aufgabe der Konstruktion des Ofens besteht somit darin, die vorhandene Ofengröße durch eine zweckmäßige und wirkungsvolle Zerstäubung voll auszunutzen. Im nächsten Abschnitt sollen einige theoretische Überlegungen zu diesem Problem angestellt werden.