Im Grenzfall $n \to 0$ würde $p\,v^0 = p = \text{const}$, d. h. der Druck bliebe konstant; hier kann von einer Expansion also nicht mehr gesprochen werden. Der andere Grenzfall $n \to \infty$ gilt für eine Zustandsänderung $p\,v^\infty = v = \text{const}$ und ist für den vorliegenden Fall bedeutungslos.

Der tatsächliche Wert für n, der für einen bestimmten Versuch Gültigkeit hatte, kann nun nachträglich empirisch ermittelt werden.

Mißt man nämlich die effektiven Drücke $p_{i\,eff}$ und $p_{a\,eff}$ in Ofen und Düsenmündung, so ist dadurch $\varkappa$ bzw. n durch Gl. (24) eindeutig bestimmt, sofern nur die konstruktiv ja festliegenden Querschnitte f_m und f_a in Düsenhals und Mündung bekannt sind. Die Ablesung von n gestaltet sich dann unter Zuhilfenahme von Tafel 5 sehr einfach.

Der auf diese Weise bestimmte Wert n_a hat Gültigkeit als Exponent für den gesamten Bereich der Strömung und darf daher in alle diejenigen Gleichungen eingesetzt werden, die den ganzen Strömbereich erfassen.

Man hat nun noch eine Handhabe, auch denjenigen Wert n_m zu ermitteln, der nur in dem kurzen Bereich zwischen Ofen und Düsenhals als Mittelwert gültig ist. Trägt man nämlich das kritische Druckverhältnis

$$\frac{p_m}{p_i} = \left(\frac{2}{n_m + 1}\right)^{\frac{n_m}{n_m - 1}}$$

als Funktion von n_m graphisch auf (Tafel 17), so läßt sich nach Messung von p_m und p_i der Exponent n_m sofort ablesen. Ein Vergleich zwischen n_m und n_a gestattet dann, den zu untersuchenden Verlauf der Verbrennungsströmung auch noch innerhalb des Gesamtverlaufes zu unterteilen.

BEISPIEL:

Auf Grund der Ergebnisse des Versuches Fl. P. 8 sollen n_a und n_m ermittelt und dadurch Rückschlüsse auf den Verlauf des Vorganges gezogen werden.

Folgende Werte liegen der Untersuchung zugrunde:

Ofendruck	$p_{i\,eff}$	$= 7{,}8$ ata
Halsdruck	$p_{m\,eff}$	$= 5{,}05$ ata
Mündungsdruck	$p_{a\,eff}$	$= -30$ mm Hg
Halsquerschnitt	f_m	$= 14{,}6\ \text{cm}^2$
Mündungsquerschnitt	f_a	$= 33{,}2\ \text{cm}^2$

Es ist also $f_m/f_a = 0{,}44$

Für $p_i/p_a = 8{,}12$ ergibt sich dann mit Tafel 5 sofort

$$n_a = 1{,}03$$

Andererseits ist für $p_m/p_i = 0{,}63$ mit Tafel 17

$$n_m = 0{,}94$$

Für das verwendete Gemisch ist bei adiabatische Strömung und den dazu gehörigen Temperaturen $\varkappa = 1{,}2$. Der Koeffizient n_a liegt also zwischen 1 und $\varkappa$. n_m ist dagegen noch etwas kleiner als 1.

In dem Bereich zwischen Ofen und Düsenhals fand also noch eine geringe Temperatursteigerung statt, in der Düse selbst ist die Temperatur dann etwas gefallen. Anstelle der bisher angenommenen adiabatischen Strömung war im vorliegenden Falle die Strömung also schon beinahe isotherm.

Bevor nun weitere Schlüsse gezogen werden, muß man sich darüber Klarheit verschaffen, welche Faktoren auf die Größe von n_a und n_m überhaupt von Einfluß sein können.

1. wird eine Verringerung von n_a und n_m gegenüber $\varkappa$ bewirkt durch die erwähnte Tatsache, daß Verbrennungswärme noch frei wird, während die Strömung schon eingesetzt hat. Diese Erscheinung ist, wie gesagt, geeignet, n_a und n_m kleiner werden zu lassen. Die näheren Zusammenhänge zwischen n_m, n_a und dem Energiegehalt der Nachverbrennung bedürfen dabei noch einer besonderen Klärung, auf die unten eingegangen werden soll.

2. Unabhängig von der zeitlichen Nachverbrennung von Brennstoff während des Expansionsverlaufes wird n auch durch diejenigen Wärmemengen herabgesetzt, die bei der Einstellung des Gleichgewichtes $CO + H_2O \rightleftarrows CO_2 + H_2$ frei werden. Denn da dieses Gleichgewicht eine bestimmte endliche Reaktionszeit erfordert, werden auch diese Wärmemengen erst während der Expansionsperiode entbunden.

Da die Frage nach der Reaktionsgeschwindigkeit dieses Vorganges bei den im Raketenofen herrschenden Verhältnissen ohne Durchführung einer eingehenden gasanalytischen Untersuchung jedoch nicht beantwortet werden kann, so läßt sich der Einfluß dieser Gleichgewichtsreaktion auf n_a und n_m in Zahlen nicht ohne weiteres angeben.

Die durch die Reaktion $CO + H_2O \rightleftarrows CO_2 + H_2$ freiwerdende Wärmemenge beträgt aber, wie gezeigt wurde, nur ca. 5% derjenigen der Brennstoffverbrennung; es darf also gefolgert werden, daß der Einfluß auf n_a und n_m sich in ähnlichen Grenzen halten wird. Setzt also z. B. die reine Nachverbrennung von Brennstoff $\varkappa$ von 1,2 auf $n_a = 1{,}0$ herab, so dürfte die Gleichgewichtsreaktion einen weiteren Abfall auf etwa $n_a = 0{,}99$ bewirken.

3. Durch den Rückgang der Dissoziationsgrade in der Expansionsdüse wird ebenfalls Wärme während der Strömung frei. In einem Ofen von 10 ata Betriebsdruck sinken die Dissoziationsgrade α_{H_2O} und α_{CO_2} zwischen Ofen und Mündung beide ungefähr auf die Hälfte. Es wird also rd. die halbe Dissoziationswärme in der Düse wieder frei. In dem bei der Behandlung der Dissoziation durchgerechneten Beispiel sind das 45 WE oder 4% des nutzbaren Heizwertes des Brennstoffs.

Der Dissoziationsrückgang wird also n um einen weiteren Betrag 0,01 kleiner werden lassen. Dabei wird der Einfluß auf n_a größer sein als auf n_m, da die meiste Wärme erst zwischen Hals und Mündung frei wird.

4. Endlich wird n_a durch Reibungseinflüsse herabgesetzt. (Für n_m kommen diese naturgemäß kaum in Betracht.)

Der Einfluß der Reibung läßt sich hinreichend genau und bequem erfassen, wenn man eine konstante Reibungsziffer annimmt. Versuche mit Sattdampfströmung durch divergente Turbinendüsen ergaben nach der „Hütte" im Mittel

$$c_{eff} = 0{,}95 \cdot c$$

wenn c die errechnete Strömgeschwindigkeit ohne Berücksichtigung der Reibung ist. Nach dem Reynoldsschen Modellgesetz muß dann sein

$$\zeta = \frac{1}{\varphi^2} - 1 = \frac{1}{0{,}95^2} - 1 = 0{,}10\ .$$

Ist wieder $\varkappa = c_p/c_v$, so wird infolge der Reibung

$$n'_a = \frac{\varkappa\,(1 + \zeta)}{1 + \varkappa\,\zeta}\ ,$$

für $\varkappa = 1{,}2$ also z. B.

$$n'_a = 1{,}2\,\frac{1 + 0{,}10}{1 + 1{,}2 \cdot 0{,}10} = 1{,}18\ .$$

Durch den Reibungseinfluß wird n_a gegenüber $\varkappa$ also von 1,20 auf 1,18 herabgesetzt.

Wie ersichtlich, ist also der unverhältnismäßig hohe tatsächliche Unterschied zwischen n_a und $\varkappa$ in erster Linie auf die Nachverbrennung innerhalb des Expansionsverlaufes zurückzuführen. Gasgleichgewicht, Dissoziationen und Reibungseinflüsse treten dahinter zurück und werden hinreichend genau berücksichtigt, wenn man ihnen eine Verkleinerung von n_m und n_a von insgesamt $0{,}03 \div 0{,}04$ zuspricht.

Eine Vergrößerung der Brennkammer wird nun stets die Möglichkeit der Überlagerung von Verbrennung und Expansion verringern. Denn in einer großen Brennkammer verweilt das Gas länger im Verbrennungsraum selbst, in welchem die Expansion noch nicht beginnen, die Verbrennung aber fortschreiten kann. Die tatsächliche Größe von n_a gegenüber $\varkappa$ ist also ein geeignetes Kriterium dafür, ob für einen Ofen der verwendeten Konstruktion (Zerstäubung usw.) die Größe der Brennkammer ausreicht.

Diejenige Temperatur, die als Ausgangspunkt der polytropischen Expansion angesehen werden kann, ergibt sich zu

$$T_{i_p} = T_{a_{eff}} \left(\frac{p_{i_{eff}}}{p_{a_{eff}}}\right)^{\frac{n_a - 1}{n_a}}\ . \qquad (44)$$