



KfK 2656
September 1978

Theoretische Untersuchungen zur Gasströmung in aufblähenden LWR-Brennstäben

I. Gaballah
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 2656

Theoretische Untersuchungen zur Gasströmung
in aufblähenden LWR-Brennstäben

von
Ibrahim Gaballah

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities related to the business. This includes keeping track of income, expenses, and assets. Proper record-keeping is essential for determining the business's financial health and for compliance with tax laws.

Conclusion

In conclusion, the information provided in this document is intended to assist you in understanding the various aspects of business operations and financial management. It is important to consult with a professional advisor for more detailed guidance on these matters.

Zusammenfassung

Es wurde eine Theorie zur Berechnung der Gasströmung durch den Brennstab oder Brennstabsimulator beim Aufblähen entwickelt. Dabei können ganze Pellets oder durch Rißbildung in Bruchstücke zerfallene Pellets behandelt werden.

Die Grundgleichungen wurden formuliert, vereinfacht, umgeformt und numerisch gelöst.

Die numerischen Untersuchungen zeigen, daß die Anwendung des quasi-stationären inkompressiblen Strömungsmodells zu keinem großen Fehler führt. Der Einfluß der Aufblähform des Hüllrohres auf den Druckverlauf wurde untersucht. Eine auf die ganze Länge gleichmäßige Verformung führt zu kleinem Druckunterschied längs des Spaltes.

Berücksichtigt man den Einfluß der Leistungsverteilung und der Abstandshalter, die eine ungleichmäßige Verformung verursachen, so vergrößert sich der Druckunterschied längs des Brennstabes oder des Brennstabsimulators.

Schließlich wurde der Einfluß zersprungener Pellets auf den Druckverlauf untersucht. Dabei entstehen große Druckunterschiede längs des Brennstabes.

Abstract

Theoretical investigations of the gas flow in ballooning LWR-fuel rods during a loss-of-coolant accident

A theory is developed for the calculation of gas flow in a fuel rod simulator or in a fuel rod with round- or cracked pellets.

The fundamental equations are formulated, simplified, reformed, and then numerically solved.

The numerical investigations show, that a quasi steady incompressible flow model can be used without great error. The effect of the deformation form is studied. A uniform deformation along the whole length causes small pressure difference.

A power profile and rod spacers cause non-uniform clad deformation of the fuel rod simulator or the fuel rod. This deformation leads to greater pressure differences.

Finally the effect of the cracked pellets is studied. The cracked pellets cause great pressure differences along the fuel rod.



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verwendete Formelzeichen	
1. Einführung	1
2. Die Grundgleichungen	1
3. Die Vereinfachung, Umformung und Lösung der Grundgleichungen	4
4. Numerische Untersuchungen	6
Literaturverzeichnis	8

Verwendete Formelzeichen

Bezeichnungen

A	Fläche
c	mittlere Gasgeschwindigkeit im Spalt oder im Raum zwischen den Teilchen
c_o	scheinbare, auf vollen Rohrquerschnitt bezogene Gasgeschwindigkeit
c_v	spezifische Wärmekapazität unter konstantem Volumen
c_p	spezifische Wärmekapazität unter konstantem Druck
d	Durchmesser
f	Reibungsbeiwert
h	spezifische Enthalpie
I	Impuls
l	Pelletlänge
\dot{m}	Gasmassenstrom
p	Gasdruck
\dot{q}	Wärmestrom pro Masseneinheit des Fluides
r	Radius
R	Gaskonstante
Re	Reynoldszahl
S	Spaltweite
T	Temperatur
u	spezifische innere Energie
V	Volumen
Z	Höhe
β	spezifische Partikeloberfläche
ϵ	Porosität
λ	Reibungsbeiwert für Schüttungen
μ	dynamische Zähigkeit
ρ	Dichte
τ	Zeit
τ_w	Wandschubspannung
θ	Faktor

Indizes

h	hydraulisch
i	Hülleninnenseite
p	Pellet
s	Schüttung
w	Wand
-	im Zeitpunkt $(\tau - \Delta\tau)$.
Δ	Differenz

1. Einführung:

Die Brennstabhüllen eines Leichtwasserreaktors können beim Kühlmittelverluststörfall unter Umständen aufblähen. Dabei ändert sich der Gasdruck im Spalt des Brennstabes zwischen Pellets und Hüllrohr und es entsteht eine Gasströmung.

Das Modell zur Berechnung des zeitlichen Druckverlaufes im Spalt /1/ wurde unter den folgenden Annahmen entwickelt: Der Blähvorgang beschränkt sich auf einen axial kleinen Stabbereich, es bildet sich eine Beule - Der Brennstab enthält nur ganze Pellets - Poiseuille Gasströmung - Quasistationäre Gasströmung - Isotherme Gasexpansion in der Beule und in den Plena - Ideales Gas mit mittlerer Temperatur.

Die Annahmen, Poiseuille Strömung und isotherme Gasexpansion wurden analytisch /2/ geprüft. Die Reibungsbeiwerte in Abhängigkeit von der Reynolds Zahl für den Ringspalt, sowie für die Strömung durch rissige Pellets wurden experimentell ermittelt /3/.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, den Druckverlauf innerhalb eines Brennstabes, bzw. eines Brennstabsimulators während des Aufblähvorganges zu ermitteln. Dabei werden auch die oben genannten Annahmen geprüft, insbesondere der Einfluß des gleichmäßigen Aufblähens auf einem langen Stabbereich und der rissigen Pellets auf den Druckverlauf, sowie die Rechenungenauigkeit bei der Annahme quasistationärer inkompressibler Gasströmung.

2. Die Grundgleichungen:

Die Grundgleichungen werden für instationär eindimensionale Strömung idealer Gase mit Querschnittsänderung, sowie unter Berücksichtigung der Wandreibungs- und Wärmeübergangseinflüsse formuliert /4/. Die Einflüsse der Wandreibung und des Wärmeüberganges werden durch ein eindimensionales Modell ausgedrückt.

a) Die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho c A) dz = - \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho A dz) \quad (1)$$

b) Die Energiegleichung:

$$\dot{q} \rho A dz - \frac{\partial}{\partial \tau} \{(\rho A dz) \cdot (u + \frac{c^2}{2})\} = \frac{\partial}{\partial z} \{(\rho c A) \cdot (h + \frac{c^2}{2})\} dz \quad (2)$$

c) Die Impulsgleichung:

$$- A \frac{\partial p}{\partial z} dz - \tau_w \cdot dA_w = \frac{\partial}{\partial z} (\rho A c^2) dz + \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho A c dz)$$

mit $\tau_w = (\frac{f}{4}) \cdot (\frac{\rho c^2}{2})$ (3)

d) Die thermische Zustandsgleichung:

$$p = \rho R T \quad (4)$$

e) Die Kalorische Zustandsgleichung:

$$\frac{du}{dT} = c_v = \text{konstant} \quad (5)$$

f) Die Reibungsbeiwerte:

1 - Ganze Pellets:

$$f = \theta \cdot \left(\frac{64}{Re}\right) \quad (6)$$

Versuchswerte /3/ : $\theta = 1 - 1,5$

Für unsere Untersuchungen : $\theta = 1,5$

Die Reynoldszahl : $Re = \rho c d_h / \mu$

Der hydraulische Durchmesser : $d_h = 2.S$

Die dynamische Zähigkeit (μ) von Helium ist abhängig von Temperatur (T) und Druck (p) /5/:

$$\mu = \frac{16,77 \cdot 10^{-7} T^{0,5}}{1 + \left(\frac{211,2}{T}\right) \cdot 10^{-56,2/T}} + 7,538 \cdot 10^{-7} \left(\frac{p}{T}\right)^{1,12} \quad (7)$$

$$\mu \text{ in } \left| \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} \right| \text{ wenn } T \text{ in } | \text{K} | \text{ und } p \text{ in } | \text{bar} |$$

2 - Rissige Pellets:

Der Strömungswiderstand durch Pelletbruchstücke in der zylindrischen Stabhülle wird mit empirischen Beziehungen des Strömungswiderstandes durch Schüttungen abgeschätzt. Durch Versuche /3/ wurde gezeigt, daß das Modell von Grassmann /6/ für die Abschätzung des Widerstandes geeignet sein kann. Es wird vorausgesetzt, daß jedes Pellet in drei Anteile zerfällt.

Es wird einen Widerstandsbeiwert λ definiert, der von der Reynoldszahl abhängt.

$$\Delta p = \lambda \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3}\right) \cdot \beta \cdot l \cdot \rho \cdot c_0^2 \quad (8)$$

Hierin bedeuten:

β = spezifische Partikeloberfläche

$$= \frac{A_p}{V_p} = \frac{2}{l_p} + \frac{7,82}{d_p} \quad (9)$$

ε = Porosität = $\frac{\text{vom Fluid erfülltes Volumen}}{\text{gesamtes Volumen}}$

$$= \frac{(r_i^2 - r_p^2)}{r_i^2} \quad (10)$$

c_0 = scheinbare, auf vollen Rohrquerschnitt bezogene Gasgeschwindigkeit

$$= \varepsilon \cdot c$$

Der Beiwert (λ) ist in Abhängigkeit von der Reynoldszahl (Re_s) in einem Diagramm angegeben /3,6/. Das Diagramm wird näherungsweise formelmäßig wiedergegeben:

$$\begin{aligned}
 \lambda &= 5 \cdot \text{Re}_S^{-1} & 0,1 < \text{Re}_S < 1 \\
 \lambda &= 5 \cdot \text{Re}_S^{-0,775} & 1 < \text{Re}_S < 10 \\
 \lambda &= 1,945 \cdot \text{Re}_S^{-0,365} & 10 < \text{Re}_S < 100 \\
 \lambda &= 0,975 \cdot \text{Re}_S^{-0,215} & 100 < \text{Re}_S < 1000
 \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 \text{mit: } \text{Re}_S &= \frac{\dot{m}}{\mu \cdot A_i \cdot (1-\varepsilon) \cdot \beta} \\
 A_i &= \pi \cdot r_i^2
 \end{aligned}$$

Vergleicht man die λ -Definition (Gl. 8) mit der f -Definition, die bei der Formulierung der Impulsgleichung (Gl. 3) verwendet wird, erhält man:

$$\begin{aligned}
 \lambda \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right) \cdot \beta \cdot \rho c^2 &= \tau_w \frac{dA_w/dz}{A} \\
 &= \frac{4}{d_h} \left(\frac{f}{4}\right) \left(\frac{\rho c^2}{2}\right) \\
 f &= 2 \cdot d_h \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right) \cdot \beta \cdot \lambda
 \end{aligned} \tag{12}$$

3. Die Vereinfachung, Umformung und Lösung der Grundgleichungen:

Das Modell zur Vereinfachung der Grundgleichungen zeigt Bild 1. Da die Strömungsvorgänge sich zeitlich langsam verändern, läßt sich näherungsweise bei einem Zeitpunkt (τ) das partielle Differential $\left(\frac{\partial Y}{\partial \tau}\right)$ durch $(Y-\bar{Y})/\Delta\tau$ und $\left(\frac{\partial Y}{\partial z}\right)$ durch $\left(\frac{dY}{dz}\right)$ ersetzen, wobei Y einen allgemeinen Parameter im Zeitpunkt (τ) und \bar{Y} einen allgemeinen Parameter im Zeitpunkt ($\tau-\Delta\tau$) bezeichnen.

Setzt man diese Näherung in die Grundgleichungen (1)-(3) ein, so lassen sich diese Gleichungen näherungsweise wie folgt ausdrücken:

a) die Kontinuitätsgleichung:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\dot{m}/dz}{\dot{m}} &= \frac{d\rho/dz}{\rho} + \frac{dA/dz}{A} + \frac{dc/dz}{c} \\
 \text{mit: } \frac{d\dot{m}/dz}{\dot{m}} &\cong \frac{1}{c \cdot \Delta\tau} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{A}}{\rho A} - 1\right)
 \end{aligned} \tag{13}$$

b) Die Energiegleichung:

$$\left(\frac{\dot{q}}{c} + e\right) = c_p \frac{dT}{dz} + c \frac{dc}{dz} + \frac{\dot{m}/dz}{\dot{m}} \left(c_p T + \frac{c^2}{2}\right)$$

mit
$$e \cong \frac{\bar{\rho} A (\bar{u} + 2) - \rho A (u + 2) \frac{c^2}{2}}{\rho A c \cdot \Delta \tau}$$
 (14)

c) Die Impulsgleichung:

$$\left(i - \tau_w \frac{dA_w}{dz}\right) - A \frac{dp}{dz} = \dot{m} \frac{dc}{dz} + c \frac{d\dot{m}}{dz}$$

mit
$$i \cong (\bar{\rho} \bar{c} \bar{A} - \rho c A) / \Delta \tau$$
 (15)

Die thermische Zustandsgleichung (4) läßt sich umformen:

$$\frac{dp/dz}{p} = \frac{dT/dz}{T} + \frac{d\rho/dz}{\rho}$$
 (16)

Aus der Kontinuitätsgleichung (13) und Gleichung (16) erhält man:

$$\frac{\dot{m}/dz}{\dot{m}} = \frac{dp/dz}{p} + \frac{dA/dz}{A} + \frac{dc/dz}{c} - \frac{dT/dz}{T}, \quad \text{oder}$$

$$\frac{dc}{dz} = c \left| \frac{\dot{m}/dz}{\dot{m}} - \frac{dA/dz}{A} - \frac{dp/dz}{p} + \frac{dT/dz}{T} \right|$$
 (17)

Die Impulsgleichung (15) läßt sich wie folgt ausdrücken:

$$- \frac{dp}{dz} + \left\{ i - \left(\frac{f}{4}\right) \left(\frac{\rho c^2}{2}\right) \frac{dA_w/dz}{A} \right\} = \frac{\dot{m}}{A} \frac{dc}{dz} + \frac{c}{A} \frac{d\dot{m}}{dz}$$
 (18)

mit $\frac{dA_w/dz}{A} = \frac{4}{D}$ und $I = \rho A c^2$ läßt sich Gl. (18) umformen:

$$- \frac{1}{\rho c^2} \frac{dp}{dz} + \left(\frac{i}{I} - \frac{f}{2 \cdot D} \right) = \frac{dc/dz}{c} + \frac{d\dot{m}/dz}{\dot{m}}$$
 (19)

Setzt man (dc/dz) aus Gl. (17) in Gl. (19) ein, so erhält man:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{1}{\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{\rho c^2}\right)} \left\{ 2 \frac{dm/dz}{m} - \frac{dA/dz}{A} - \left(\frac{i}{T} - \frac{f}{2 \cdot D}\right) + \frac{dT/dz}{T} \right\} \quad (20)$$

Die Gleichungen (17) und (20) werden mit Hilfe des Runge-Kutte Verfahrens für isotherme Strömung numerisch gelöst.

4. Numerische Untersuchungen:

a) Überprüfung des Strömungsmodells:

Das quasistationär inkompressible Strömungsmodell wird für eine lokale beulenartige Verformung eines Brennstabsimulators überprüft. Die Beule ist kosinusförmig und erstreckt sich zentral auf ein Drittel des Brennstabsimulators. Der unverformte Simulatorteil soll während des Aufblähens konstante Spaltweite behalten. Der zeitliche Verlauf der Dehnung ist ähnlich wie die für kurze Simulatoren gemessene Dehnung /7/ angenommen. Die Gasexpansion soll isotherm ablaufen. Bild 2 zeigt den zeitlichen Verlauf des Gasdruckes in der Beule und im Plenum, sowie der Reynoldszahl im Spalt, für drei Strömungsmodelle, und zwar quasistationär inkompressible-, quasistationär kompressible- und instationär kompressible Strömung. Aus dem Bild erkennt man, daß das Strömungsmodell, quasistationär inkompressible Strömung, zu keinem großen Rechenfehler führt.

b) Einfluß der Ausbeulungsform:

Die zeitlichen Druckverläufe im Plenum und in der Beule, bei lokaler beulenartiger Ausbeulung, sind mit den zeitlichen Druckverläufen im Plenum und in der Stelle der größten Dehnung eines auf die gesamte Länge gleichmäßig ausgebeulten Brennstabsimulators im Bild 3 verglichen. Das Druckniveau bei dem letzten Fall ist wegen der größeren Ausbeulungsvolumen

niedriger als bei den ersten. Das Bild 3 zeigt, daß die größte Druckdifferenz für gleichmäßige Ausbeulung klein ist. Dies läßt sich als Folge des geringen Strömungswiderstandes wegen der auf der gesamten Länge auftretenden Hüllenabhebung begründen.

Die Reynoldszahl am Austritt des Plenums ist wegen des größeren Ausbeulungsvolumens für die gleichmäßige Ausbeulung größer als für die beulenartige Ausbeulung. Berücksichtigt man den Einfluß der Leistungsverteilung und der Abstandshalter, die eine ungleichmäßige Ausbeulung verursachen, so vergrößert sich der Druckunterschied längs des Brennstabes oder des Brennstabsimulators. Diesen Effekt zeigt Bild 4.

c) Einfluß rissiger Pellets:

Die rissigen Pellets führen zur Vergrößerung der Druckdifferenz zwischen dem Druck im Plenum und dem Druck im Punkt der maximalen Verformung. Bild 5 zeigt den Druckverlauf für gleichmäßige Ausbeulung. Bild 6 zeigt die maximale Druckdifferenz (Δp) in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Anfangsspaltweiten. Die ungleichmäßige Ausbeulung mit rissigen Pellets führt zur größten Druckdifferenz, wie im Bild 7 gezeigt wird.

Literaturverzeichnis

- /1/ Domenico, W.F.: IFA-430 Preliminary Design Report, Aerojet Nuclear Company, June 1975
- /2/ Reimann, M.: Analytische Untersuchung von Gasströmungen in Ringspalten beim Aufblähvorgang von Zircaloy-Hüllrohren, KFK 2280, Mai 1976
- /3/ Karb, E.; Harbauer, G.; Legner, W.; Sepold, L.; Wagner, K.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Gasströmung in LWR-Brennstäben bei Kühlmittelverluststörfällen. KFK 2411, Dezember 1976
- /4/ Shapiro, A.H: The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vo. 1,2. New York: Ronald 1953 - 1954
- /5/ Bammert, K.; Klein, R.: Die Transportkoeffizienten der Gasmischungen Helium-Neon, Helium-Stickstoff und Helium-Kohlendioxid im Bereich von 0 bis 1000°C und 1 bis 100 bar. Atomkernenergie (ATKE) Bd. 26 (1975) 217 - 228
- /6/ Grassmann, P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik, 2. Auflage. Frankfurt : Verlag Sauerländer 1970
- /7/ Erbacher, F.; Neitzel, H.J.; Reimann, M.; Wiehr, K.: Ballooning in Zircaloy fuel rod claddings in a loss-of-coolant accident. ANS topical meeting on "Thermal Reactor Safety", July 31 - August 7, 1977, Sun Valley, Idaho, USA

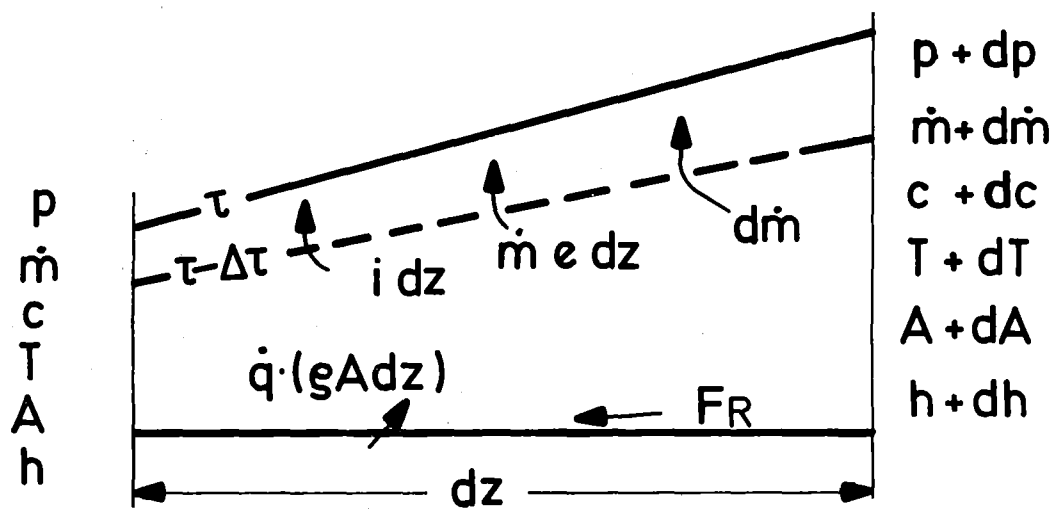


Bild 1: Das Modell zur Gasströmung im Spalt oder durch rissige Pellets mit zeitlicher und lokaler Querschnittsänderung.

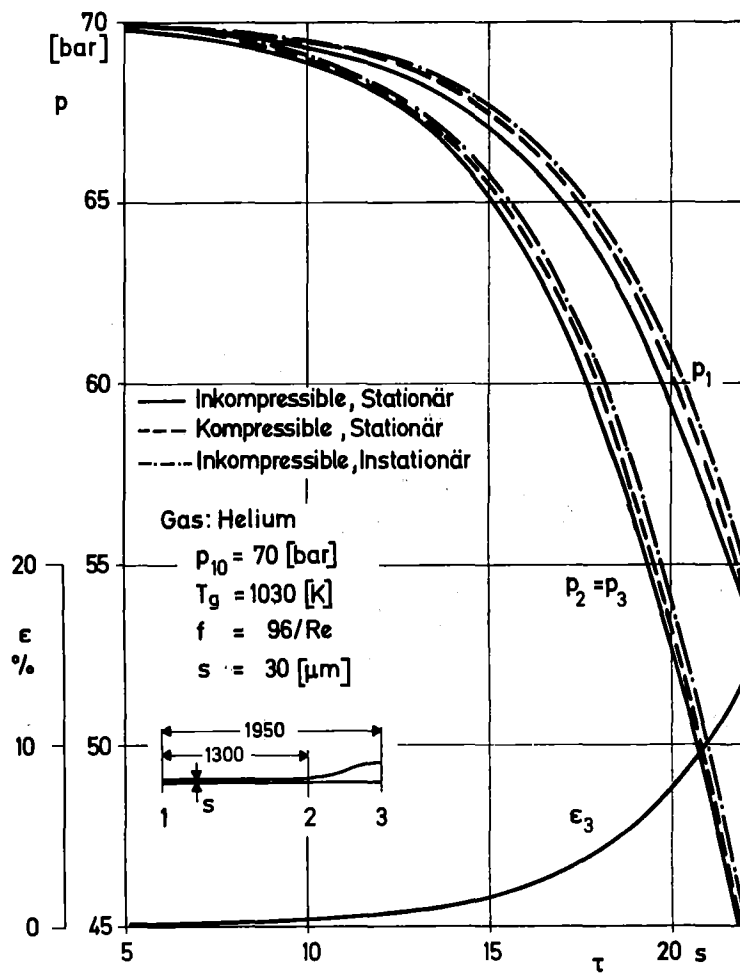


Bild 2: Der Druck- und Reynoldszahlverlauf für verschiedene Strömungsmodelle.

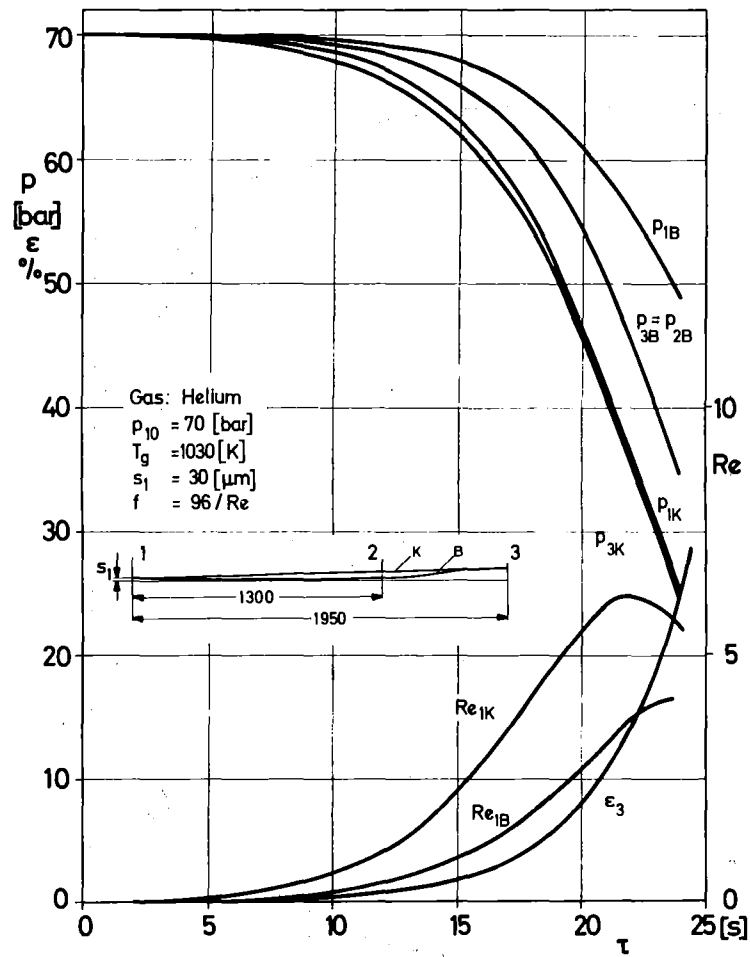


Bild 3: Einfluß der gleichmäßigen Ausbeulung auf den Druck- und Reynoldszahlverlauf.

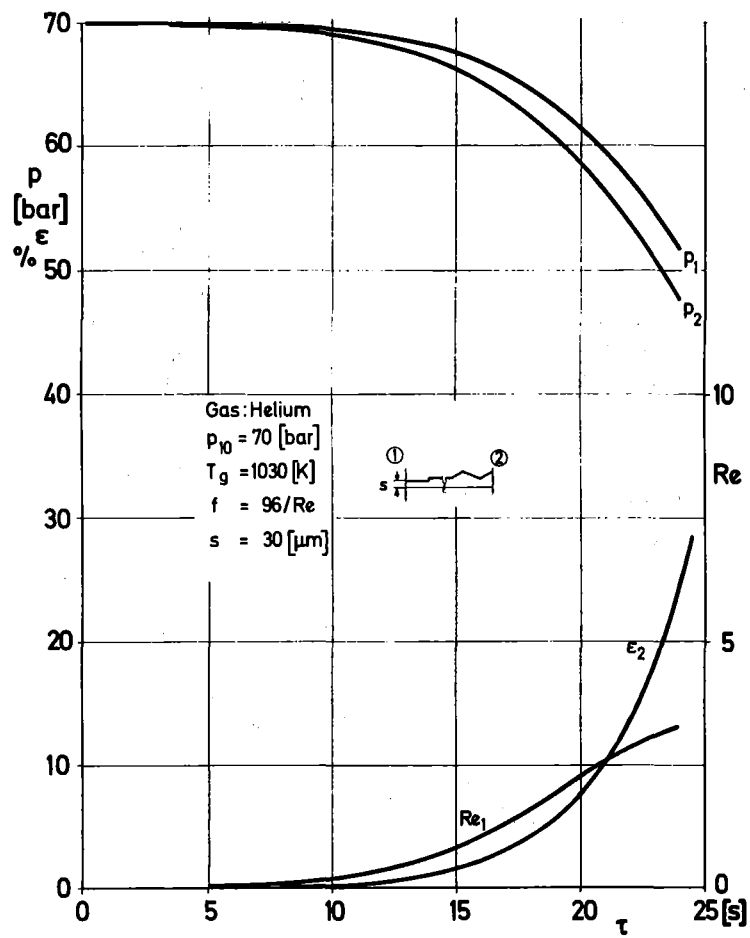


Bild 4: Der Druck- und Reynoldszahlverlauf für ungleichmäßige Ausbeulung mit ganzen Pellets.

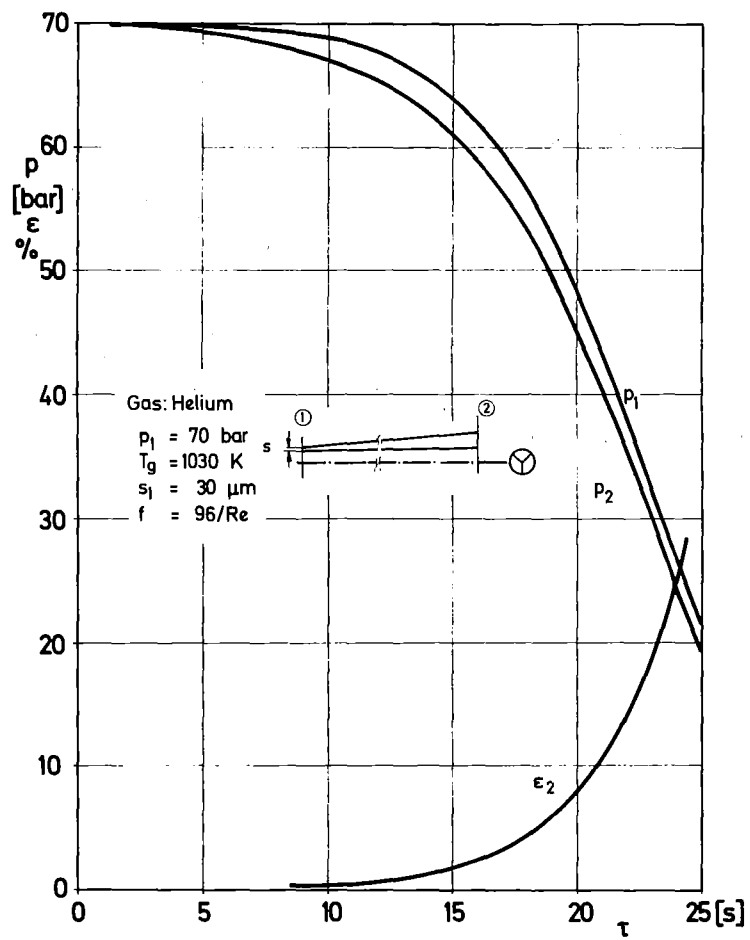


Bild 5: Einfluß der rissigen Pellets auf den Druckverlauf bei gleichmäßiger Ausbeulung.

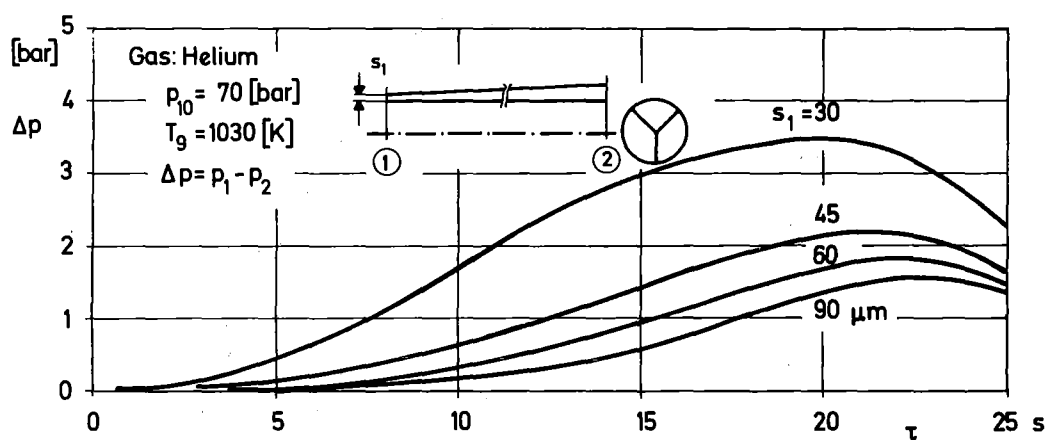


Bild 6: Der maximale Druckunterschied (Δp) in Abhängigkeit von der Anfangsspaltweite und der Zeit für gleichmäßige Ausbeulung mit rissigen Pellets.

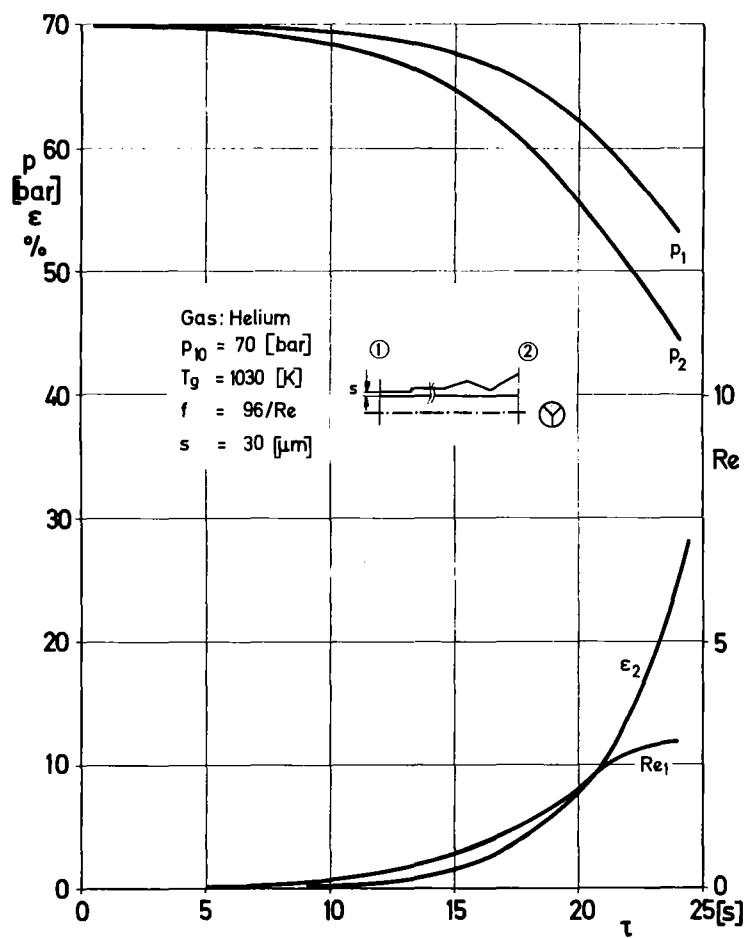


Bild 7: Der Druck- und Reynoldszahlverlauf für ungleichmäßige Ausbeulung mit rissigen Pellets.