

Interner Bericht  
DESY B1-1  
Februar 1969

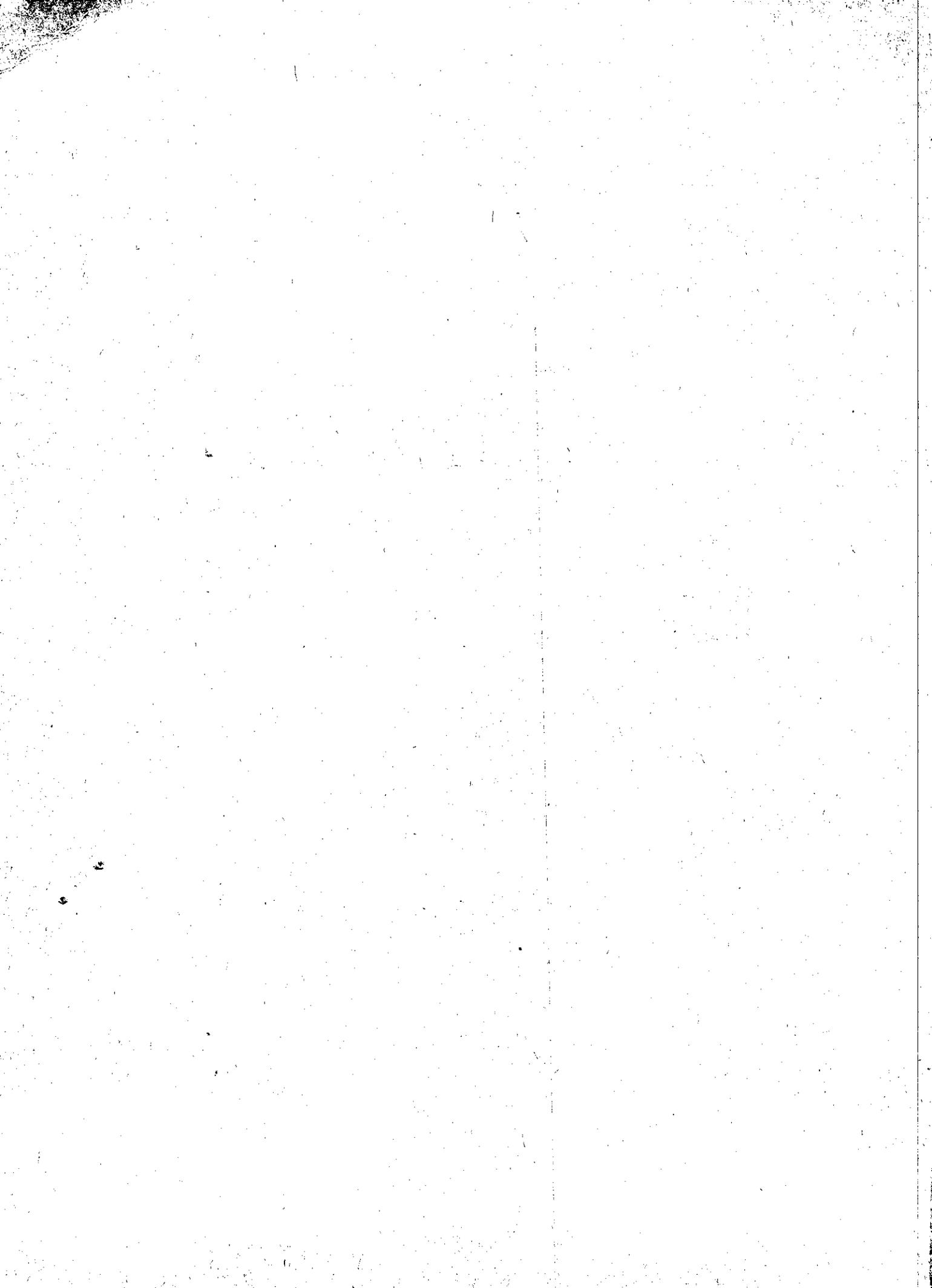
DESY-Bibliothek  
5. MRZ. 1969

BLASENBILDUNG UND BLASENWACHSTUM  
IN EINER MIT WASSERSTOFF UND DEUTERIUM GEFÜLLTEN BLASENKAMMER

von

S. Wolff

Deutsches Elektronen - Synchrotron DESY  
Hamburg



BLASENBILDUNG UND BLASENWACHSTUM  
IN EINER MIT WASSERSTOFF UND DEUTERIUM GEFÜLLTEN BLASENKAMMER \*)

von

S. Wolff

Deutsches Elektronen - Synchrotron DESY

Hamburg

---

\*) Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes an der 85-cm-Blasen-kammer bei DESY.



# Inhaltsverzeichnis

Seite

1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Theorie</u>	
2.1 <u>Theorie der Blasenbildung</u>	
2.1.1 Der Mechanismus der Blasenbildung	4
2.1.2 Der kritische Radius	5
2.1.3 Die Blasenbildungsenergie	7
2.1.4 Die Energieübertragung durch ionisierende Teilchen	8
2.1.5 Die Energieverteilung der $\delta$ -Strahlen	10
2.1.6 Ein kinetischer Ansatz zur Blasenbildung	11
2.2 <u>Theorie des Blasenwachstums</u>	
2.2.1 Das Verhalten von Blasen in der Nähe des kritischen Radius	15
2.2.2 Der Mechanismus des makroskopischen Blasenwachstums	17
2.2.3 Das Gesetz des Blasenwachstums	18
2.2.4 Der Einfluß des Auftriebs auf das Blasenwachstum	23
3. <u>Experimentelle Durchführung</u>	
3.1 <u>Experimentelle Anordnung</u>	
3.1.1 Die Blasenkammer	27
3.1.2 Die Blasenkammerfüllung	28
3.1.3 Das Expansionssystem	29
3.1.4 Der Elektronenstrahl	31
3.1.5 Die optische Anordnung	31
3.2 <u>Kammer-Parameter</u>	
3.2.1 Die statische Temperatur	34
3.2.2 Der statische Druck	35
3.2.3 Der dynamische Druck	35
3.2.4 Die dynamische Temperatur	39
3.2.5 Die Wachstumszeit	41

	<u>Seite</u>
3.3 <u>Meßprogramm und Auswertung der Messungen</u>	
3.3.1 Die Blasendichtemessung	42
3.3.2 Die Blasenwachstumsmessung	44
4. <u>Ergebnisse des Experiments</u>	
4.1 <u>Blasendichte</u>	
4.1.1 Die experimentellen Ergebnisse	45
4.1.2 Der Vergleich mit der Theorie	47
4.2 <u>Blasenwachstum</u>	
4.2.1 Die experimentellen Ergebnisse	49
4.2.2 Der Vergleich mit der Theorie	52
5. <u>Zusammenfassung</u>	55
6. <u>Literaturverzeichnis</u>	58
7. <u>Verzeichnis der Tabellen</u>	60
8. <u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	61
9. <u>Danksagung</u>	63

## 1. Einleitung

Seit der Erfindung der Blaskammer durch Glaser <sup>2,5)</sup> hat die Technik dieses Nachweisinstrumentes für die Hochenergiephysik große Fortschritte gemacht. Dabei ist sowohl die Größe als auch der Anwendungsbereich dieser Kammern gewachsen.

Hatten die ersten Kammern ein Volumen von nur einigen Kubikzentimetern <sup>5,10,11,12,13)</sup>, so beträgt das Nachweisvolumen der heutigen Kammern schon Kubikmeter, und immer größere Kammern werden gebaut oder sind in Planung <sup>33)</sup>. Gleichzeitig ist man dabei, das große Nachweisvolumen der Blaskammer besser auszunutzen. Die Expansionsfolge der Kammern wird erhöht, ihre empfindliche Zeit wird dadurch immer länger. Es gibt sogar Versuche, praktisch ständig empfindliche Kammern zu bauen <sup>34)</sup>.

Auf der anderen Seite wird die Benutzung dieser Blaskammern auch variantenreicher. Früher waren im allgemeinen nur spezielle Flüssigkeiten wie Helium, Wasserstoff, Deuterium, Neon, Propan, usw. als Kammerfüllung gebräuchlich. Jetzt werden auch Mischungen von Flüssigkeiten verwendet und man kann sogar zwei Flüssigkeiten völlig getrennt voneinander in einer Kammer gleichzeitig empfindlich machen <sup>28)</sup>.

Seit Beginn der Anwendung der Blaskammern hat die Blaskendichte in den Spuren ionisierender Teilchen eine wichtige Rolle gespielt. Mit der Bestätigung der Gesetzmäßigkeit, daß die Blaskendichte dem Quadrat der Geschwindigkeit der Teilchen umgekehrt proportional ist und sonst nur noch von den thermodynamischen Eigenschaften der Flüssigkeit abhängt <sup>20,23)</sup>, ergab sich aus der Bestimmung der Blaskendichte eine Möglichkeit, bei gemessenem Impuls auf die Masse des Teilchens zu schließen.

Da man den Proportionalitätsfaktor dieses Gesetzes nicht für alle Betriebsbedingungen der Blaskammer kannte, war man gezwungen, zu jeder zu messenden Spur eine Bezugsspur auf demselben Blaskammerbild zu vermessen. Dies war leicht, wenn man einen Strahl geladener Teilchen in die Kammer schoß, bei ungeladenen Teilchenstrahlen bereitete das jedoch Schwierigkeiten.

Die Blasengröße kann nicht zur Messung von Größen in der Hochenergie-Reaktion verwendet werden. Wenn sie jedoch für alle Drücke und Temperaturen in der Kammerflüssigkeit bekannt oder berechenbar ist, so kann man durch ihre Messung bei einem gegebenen Parameter, z.B. der Temperatur  $T$ , den anderen eventuell nicht so genau meßbaren Parameter, z.B. den Druck  $p$ , bestimmen. Mit den so bestimmten Parametern kann man dann wiederum die Blasendichte als Funktion der Teilchengeschwindigkeit berechnen.

Dies zeigt, daß die Blasendichte und das Blasenwachstum für jede Blaskammerflüssigkeit von Interesse sind und daß auch ihre theoretische Berechenbarkeit nützlich wäre.

Glaser hatte ursprünglich in Analogie zur Physik der Wilson'schen Nebelkammer eine Iontheorie für die Bildung und das Wachstum von Blasen in überhitzten Flüssigkeiten entwickelt<sup>8)</sup>. Es stellte sich jedoch heraus, daß diese Theorie einige Phänomene der Blaskammer nicht erklären konnte<sup>12,14,17)</sup>.

Heute wird allgemein angenommen, daß Ionen bei der Blasenbildung vielleicht eine gewisse Rolle spielen, daß sie aber den eigentlichen Prozeß nicht beschreiben können. Inzwischen hat sich eine Theorie durchgesetzt, die darauf beruht, daß die gesamte für die Blasenbildung notwendige Energie von  $\delta$ -Elektronen in Form von Wärme an die Flüssigkeit abgegeben wird<sup>15)</sup>.

Das Blasenwachstum wird durch Wärmeleitung besorgt<sup>7,9)</sup>.

Ausführliche Messungen der Blasendichte und des Blasenwachstums liegen bisher nur in Propan vor<sup>31)</sup>. Für Wasserstoff gibt es nur einige wenige Messungen<sup>20,25)</sup>. Weiterhin sind einige vorläufige Meßergebnisse für Wasserstoff bekannt<sup>29,30)</sup>.

Die vorliegende Arbeit behandelt Messungen der Blasendichte<sup>39)</sup> und des Blasenwachstums in einem breiten Druck- und Temperaturbereich für Wasserstoff und Deuterium. Sie wurden an der 85-cm-Blasen-kammer bei DESY im Laufe von zwei technischen Experimentierzeiten gemacht. Die Messungen in Wasserstoff sind unter verbesserten Bedingungen durchgeführt. Die Messungen in Deuterium sind völlig neu.

Die folgenden Seiten bringen zunächst einen kurzen Überblick über die Theorie der Blasenbildung und des Blasenwachstums. Es geht weiter in Kapitel 3. mit einer Beschreibung der experimentellen Durchführung der Messungen, an die sich in Kapitel 4. die Ergebnisse und der Vergleich zwischen Theorie und Experiment anschließen.

## 2. Theorie

### 2.1 Theorie der Blasenbildung

#### 2.1.1 Der Mechanismus der Blasenbildung

Die Bildung und das Wachstum von Blasen in Flüssigkeiten sind endotherme Vorgänge, bei denen die Energie zur Verdampfung und zur Leistung von Arbeit gegen äußere Kräfte aufgewendet werden muß.

Eine lokale Ansammlung von Energie führt zur Bildung einer Urblase mit einem Radius  $R_0$  <sup>15)</sup>, die je nach Energieüberschuß durch Verdampfung von Flüssigkeit oder Druckausgleich weiter wächst.

Der für die Blasenkeimbildung notwendige Teil der Energie wird in der Regel aufgebracht durch die Energieabgabe ionisierender Teilchen beim Durchlaufen der Flüssigkeit. Er kann aber auch an unsauberen oder rauhen Gefäßwänden zugeführt werden oder durch statistische Schwankungen in der Energieverteilung in der Flüssigkeit plötzlich vorhanden sein.

Der Druck  $p_i$  in der Blase, der zunächst von der Menge der zugeführten Energie abhängig ist, nähert sich nach Verbrauch der Energie und Ausgleich der Temperatur dem Dampfdruck an der Blasenoberfläche, der durch die Temperatur der Flüssigkeit und die Krümmung der Blasenwand gegeben ist.

Dieser Druck  $p_i$  zusammen mit dem erreichten Blasenradius entscheidet über das weitere Schicksal der Blase. Ist  $p_i$  größer als die Summe aus dem hydrostatischen Druck  $p_a$  der Flüssigkeit und der aus der Oberflächenspannung folgenden Kraft pro Flächeneinheit der Blasenoberfläche,  $\frac{2\sigma}{R}$ , so kann die Blase weiter

wachsen. Dieser Fall ist möglich, wenn sich die Flüssigkeit in einem überhitzten Zustand befindet, was bei Blasenkammern durch Expansion auf einen Druck  $p_a$  erreicht wird, der wesentlich kleiner ist als der Dampfdruck  $p_D$ .

### 2.1.2 Der kritische Radius

Bei vorgegebenem Überhitzungsgrad der Blasenkammer und völligem Temperatúrausgleich in der Flüssigkeit sind sowohl der hydrostatische Druck  $p_a$  als auch der radiusabhängige Druck in der Blase bekannt.

Die Bedingung des Kräftegleichgewichtes auf der Blasenoberfläche liefert die Möglichkeit, einen kritischen Radius  $R_c$  zu bestimmen, der einen Schwellenwert für das weitere Wachstum der Blasen darstellt.

Es gilt

$$(1) \quad p_i(R_c) = \frac{2\sigma}{R_c} + p_a$$

Wegen der Kleinheit der Blasen und der damit verbundenen starken Krümmung der Blasenoberfläche ist der Druck  $p_i$  in der Blase nicht identisch mit dem zu einer Fläche von unendlich großem Krümmungsradius gehörigen Dampfdruck  $p_D$ .

Der Dampfdruck über stark gekrümmten Oberflächen wird durch die Thomson'sche Kapillargleichung gegeben <sup>1)</sup> :

$$(2) \quad \frac{R \cdot T}{M} \cdot \ln \frac{p_D}{p_i} = \frac{p_i - p_a}{\rho_{Fl}}$$

mit

R	=	universelle Gaskonstante
T	=	Temperatur der Flüssigkeit
M	=	Molekulargewicht
$\rho_{Fl}$	=	Dichte der Flüssigkeit

Mit (1) ergibt sich aus Gleichung (2) :

$$(3) \quad 2\sigma \cdot \frac{1}{R_c} + p_a = p_0 \cdot \exp - \left[ \frac{2\sigma \cdot M}{\rho_{Fl} \cdot R \cdot T} \cdot \frac{1}{R_c} \right]$$

Eine graphische Lösung von Gleichung (3) unter Benutzung der Stoffkonstanten aus Tabelle I und Tabelle II zeigt, daß der Exponent auf der rechten Seite klein gegen 1 ist, so daß man die Exponentialfunktion durch die ersten drei Glieder ihrer Entwicklung ersetzen kann. Auf diese Weise erhält man die sehr einfachen Ausdrücke für  $R_c$  und  $p_i$  :

$$(4) \quad R_c = \frac{2\sigma + p_0 \cdot a}{p_0 - p_a}$$

$$(5) \quad p_i = p_0 \cdot \frac{1 + p_a \cdot b}{1 + p_0 \cdot b}$$

mit  $a = \frac{2\sigma \cdot M}{\rho_{Fl} \cdot R \cdot T}$

$$b = \frac{M}{\rho_{Fl} \cdot R \cdot T}$$

Der Fehler dieser Näherungen gegenüber den wahren Lösungen ist kleiner als 1 %.

Weil  $p_0 \cdot b$  sehr klein gegen 1 ist, läßt sich (5) noch weiter vereinfachen:

$$(6) \quad p_i = (p_0 - p_0^2 \cdot b) + p_0 \cdot b \cdot p_a$$

Der Unterschied der Ergebnisse aus (5) und (6) ist ebenfalls kleiner als 1 %. Mit Hilfe von Formel (4) lassen sich die kritischen Radien für alle Temperaturen und Drücke im Arbeitsbereich einer Blaskammer berechnen. Sie liegen sowohl für

Wasserstoff als auch für Deuterium in der Größenordnung  $10^{-6}$  cm . Die Abweichungen der Drücke  $p_i$  vom Dampfdruck  $p_D$  können maximal 5 % betragen.

### 2.1.3 Die Blasenbildungsenergie

Die Bestimmung des kritischen Radius  $R_c$  ermöglicht es, einen Ansatz für die Energie zu machen, die für die Bildung von Blasen kritischer Größe notwendig ist.

Der einfachste Ansatz ergibt sich aus der zweifellos nicht zutreffenden Annahme, daß die Bildung einer Blase vom Radius  $R_c$  ein quasistatischer Prozeß ist.

Das Wachstum, ausgehend von der Urblase mit dem Radius  $R_0$  ( $\ll R_c$ ) erfolge so langsam, daß ein ständiges Temperaturgleichgewicht in Blase und Umgebung vorhanden ist. Deshalb sei auch die Temperatur in der Blase identisch mit der Temperatur der Blasenwand. Unter diesen Bedingungen kann man den Vorgang als isotherm bezeichnen.

Die Blasenbildungsenergie setzt sich dann zusammen aus der Energie zur Bildung der Blasenoberfläche  $E_1$ , der Energie zur Verdampfung des kritischen Volumens  $E_2$  und aus der Energie  $E_3$ , die zur Leistung von Arbeit gegen den äußeren Druck  $p_a$  erforderlich ist.

Es gilt:<sup>16,20,31)</sup>

$$(7) \quad E_1 = 4\pi R_c^2 \cdot (\sigma + T \cdot \left| \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|)$$

$$(8) \quad E_2 = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \cdot L \cdot \rho_D$$

$$(9) \quad E_3 = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \cdot (p_a - p_i)$$

mit  $L$  = Verdampfungswärme

$\rho_D$  = Dampfdichte

Als gesamte Blasenbildungsenergie erhält man daher:

$$(10) \quad \bar{E} = 4\pi R_c^2 \left( \bar{\sigma} + T \left| \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial T} \right| \right) + \frac{4\pi}{3} R_c^3 \cdot L \cdot \rho_D + \frac{4\pi}{3} R_c^3 \cdot (p_a - p_i)$$

Tabelle III enthält die Parameter

$$A = 4\pi \left( \bar{\sigma} + T \cdot \left| \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial T} \right| \right)$$

$$B = \frac{4\pi}{3} L \cdot \rho_D$$

für einige gebräuchliche Temperaturen in Wasserstoff und Deuterium.

#### 2.1.4 Ionisierende Teilchen als Energiequelle

Für die Verwendung der Blaskammer als Detektor in der Hochenergiephysik sind ionisierende Teilchen die eigentlich interessanten Lieferanten der Blasenbildungsenergie. Die Energieabgabe der ionisierenden Teilchen beim Durchlaufen von Materie kann in 4 primäre Prozesse eingeteilt werden<sup>21)</sup>:

- a) den Atomen wird durch Coulomb-Stöße Energie übertragen;
- b) Energie wird zur Ionisation des Mediums verbraucht;

- c) Atome oder Moleküle werden zu höheren Energieniveaus angeregt;
- d) den in der Materie vorhandenen Elektronen wird ein Energiebetrag übertragen, der groß gegen ihre Bindungsenergie ist. Es entstehen sogenannte  $\delta$ -Elektronen.

Während aus den Prozessen b) und c) die übertragene Energie nicht unbedingt sofort zum Verbrauch zur Verfügung steht, weil eine gewisse Zeit verstreichen kann, bevor die Elektronen von den Ionen eingefangen werden oder angeregte Moleküle auf ihren Grundzustand übergehen, ist die Energie aus den Prozessen a) und d) über Sekundärprozesse frei verfügbar.

Welcher der vier Prozesse bei der Blasenbildung wirklich die entscheidende Rolle spielt, läßt sich aus dem Energieverhalten der Blasendichte schließen. Messungen<sup>20,23)</sup> bei hohen Teilchenenergien haben ein Verhalten der Form

$$b = C \cdot \frac{1}{\beta^2} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right)$$

ergeben. Hier ist

- b = Blasendichte = Zahl der Blasen pro cm
- C = C (T,p) = von Kammerbedingungen abhängiger Parameter
- v = Geschwindigkeit eines ionisierenden Teilchens
- c = Lichtgeschwindigkeit

Dieses  $\frac{1}{\beta^2}$ -Verhalten läßt darauf schließen, daß es sich bei der Energieübertragung um Stöße zwischen freien Teilchen handelt. Dies ist aber nur in den Prozessen a) und d) der Fall. Der Fall a) kann gegenüber d) vernachlässigt werden, weil die Wahrscheinlichkeit der Übertragung einer gewissen

Energiemenge im Bereich der Blasenbildungsenergien auf ein freies Elektron wesentlich größer ist als auf ein freies Atom.

Damit sind es also im wesentlichen die  $\delta$ -Elektronen, die für die Blasenbildung verantwortlich sind. Die ihnen übertragene Energie geben sie in Sekundärprozessen an die sie umgebende Materie ab.

Damit dabei Blasen entstehen können, ist es notwendig, daß die  $\delta$ -Elektronen ihre gesamte Energie, zumindest aber einen Energiebetrag von der Größe der Blasenbildungsenergie, in einem genügend kleinen Volumen, etwa in dem des kritischen Radius  $R_c$ , abgeben.

#### 2.1.5 Die Energieverteilung der $\delta$ -Strahlen

Mit der Kenntnis des für die Blasenbildung verantwortlichen Prozesses der Energieübertragung wird es möglich, Aussagen über die zur Verfügung stehende Energie und ihre Verteilung zu machen.

Ein die Materie durchlaufendes, ionisierendes Teilchen überträgt in vielen diskreten Prozessen verschiedene Energiemengen auf die in der Materie vorhandenen Elektronen. Unter der Voraussetzung, daß man es mit Stößen zwischen freien Teilchen zu tun hat, kann man die Rutherford-Streuformel anwenden <sup>4)</sup>.

Die Zahl der  $\delta$ -Elektronen pro cm mit einem Energiebetrag zwischen  $E$  und  $E + dE$  ist dann:

$$(11) \quad dn = 2\pi N \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot S_{Fl} \cdot \frac{dE}{E^2}$$

mit  $N$  = Avogadro'sche Zahl  
 $Z$  = Kernladungszahl

A	=	Atomgewicht
e	=	Elektronenladung
m <sub>e</sub>	=	Elektronenmasse

Die Integration der Formel (11) zwischen den Grenzen E<sub>1</sub> und E<sub>2</sub> liefert:

$$(12) \quad n = 2\pi N \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \rho_{FL} \cdot (E_1^{-1} - E_2^{-1})$$

Bezogen auf die Blasenbildung interessiert nur die Zahl der δ-Elektronen mit einer Energie, die größer als die Bildungsenergie ist. Da dann E<sub>2</sub> als groß gegen E<sub>1</sub> anzusehen ist, erhält man mit E<sub>1</sub> = E.

$$(13) \quad n_{>E} = 2\pi N \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \rho_{FL} \cdot \frac{1}{E}$$

Einsetzen der Blasenbildungsenergie in diese Formel sollte die Zahl der Blasen liefern, die den kritischen Radius erreichen. Formel (13) kann man zusammenfassen:

$$(14) \quad n_{>E} = C(T) \cdot \frac{1}{E}$$

wo C (T) bei gegebener Flüssigkeit im Falle relativistischer Teilchen (β = 1) nur von der Temperatur T der Flüssigkeit abhängt.

Tabelle III enthält einige Werte von C (T) für Wasserstoff und Deuterium.

#### 2.1.6 Ein kinetischer Ansatz zur Blasenbildung

Es kann nicht erwartet werden, daß das quasistatische Modell der Blasenbildung aus Abschnitt 2.1.3 zufriedenstellende Übereinstimmung mit der experimentell gefundenen Blasendichte liefert.

Sicherlich ist der Vorgang der Blasenbildung nicht isotherm und auch nicht langsam genug, daß man ihn statisch behandeln kann. Um bessere quantitative Aussagen zu bekommen, muß man die Bildung der kritischen Blase genauer betrachten.

Die  $\delta$ -Teilchen müssen ihre Energie an die umgebende Flüssigkeit abgeben. Dies tun sie, indem sie zahlreiche Stöße mit anderen freien oder gebundenen Teilchen der Materie erleiden. Das so durch sie aufgeheizte Volumen  $V_0$  muß kleiner sein als das kritische Volumen  $V_c$ , da sonst nicht die gesamte Energie dem kritischen Volumen zugeführt wird. Die Energie wird sicher in erster Linie entlang der Bahn der  $\delta$ -Teilchen abgegeben. Seitz <sup>15)</sup> hat daher das Volumen  $V_0$  angesetzt als einen Zylinder vom molekularen Radius  $a$  der Flüssigkeit und der Länge  $2 R_c$ , so daß für das Verhältnis von  $V_0$  und  $V_c$  gilt:

$$(15) \quad \frac{V_0}{V_c} = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{(n_m \cdot V_c)^{1/2}}$$

mit  $n_m$  = Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$  Flüssigkeit.

Die Urblase mit dem Volumen  $V_0$  nimmt infolge der Oberflächenspannung Kugelgestalt an, so daß das weitere Wachstum bis zum kritischen Volumen  $V_c$  als sphärisches Problem behandelt werden kann.

Nimmt man die Flüssigkeit als inkompressibel an und vernachlässigt man die Viskosität, - diese Annahme ist für Wasserstoff und Deuterium wesentlich mehr gerechtfertigt als für Propan -, so läßt sich die Bewegung von Flüssigkeitselementen in der Umgebung der Blase beschreiben durch die Bewegungsgleichung und die Kontinuitätsgleichung <sup>15)</sup>:

$$(16) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{1}{\rho_F}$$

$$(17) \quad \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} = 0$$

Hier ist  $u$  die Geschwindigkeit eines Flüssigkeitselementes im Abstand  $r$  vom Blasenmittelpunkt.

$p$  ist der Druck in der Blase, der zwar innerhalb der Blase konstant ist, aber vom Blasenradius in der Form

$$(18) \quad p = p_c \cdot \left( \frac{R_c}{r} \right)^{3\kappa}$$

abhängt<sup>15)</sup> mit

$$p_0 = \text{Druck im Urvolumen } V_0$$

Der Parameter  $\kappa$  berücksichtigt, daß bei raschem Wachstum der Blase Energie in Form von Stoß- und Schallwellen an die umgebende Flüssigkeit verlorengeht.

$\kappa$  liegt in der Größenordnung des Verhältnisses von spezifischer Wärme bei konstantem Druck  $c_p$  und spezifischer Wärme bei konstantem Volumen  $c_v$  und ist von Seitz<sup>15)</sup> relativ willkürlich als  $\kappa = 1,4$  angesetzt worden. Das Gleichungssystem (16), (17) läßt sich dann lösen:

$$(19) \quad (\dot{r})^2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{p_c}{\rho_{Fl}} \cdot \left( \frac{R_c}{r} \right)^{3\kappa}$$

Die Zeitdauer bis zum Erreichen des kritischen Radius  $R_c$  ist gegeben durch

$$(20) \quad t_c = \int_{R_c}^{R_c} \frac{dr}{\dot{r}}$$

Zusammen mit Gleichung (19) läßt sich dann  $p_0$  und die Energie in der Urblase  $p_0 \cdot V_0$  bestimmen

$$(21) \quad p_c \cdot V_c = \frac{3}{2} \rho_{Fl} \cdot \frac{4}{(3\kappa + 2)^2} \cdot \left( \frac{R_c}{t_c} \right)^2 \cdot \left( \frac{R_c}{R_0} \right)^{3(\kappa-1)} \cdot V_c$$

In Wirklichkeit muß die in der Urblase gespeicherte Energie noch größer sein als  $p_0 \cdot V_0$ , weil nicht nur Ausdehnungsarbeit

geleistet werden muß, sondern weil auch noch die inneren Freiheitsgrade des Gases in der Blase angeregt werden müssen <sup>15)</sup>. Es wird also

$$(22) \quad E_c = \nu \cdot p_0 \cdot V_0$$

wobei nach Seitz <sup>15)</sup> für Wasserstoff und Deuterium  $\nu$  den Wert 2,5 hat.

Für die Zeit  $t_c$  bis zum Erreichen des kritischen Radius  $R_c$  kann man die Relaxationszeit  $\tau_c$  einsetzen <sup>15)</sup>. Sie beschreibt die Wärmeausbreitung in einem Volumen

$$(23) \quad \begin{aligned} V_c &= \frac{4\pi}{3} R_c^3 \\ \tau_c &= \frac{R_c^2}{4D} \end{aligned}$$

wo D den Diffusionskoeffizienten bedeutet

$$D = \frac{k}{c_{FL} \cdot \rho_{FL}}$$

k ist hier die Wärmeleitfähigkeit.

Als Energie für die Urblase vom Volumen  $V_0$  erhält man dann:

$$(24) \quad E_c = \nu \cdot 32 \left[ \left( \frac{2}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{1}{M} \cdot N \right]^{\frac{2}{3}(\alpha-1)} \cdot D^2 \frac{4}{(3\alpha+2)} \cdot \rho_{FL}^{1+\frac{2}{3}(\alpha-1)} \cdot R_c^{1+2(\alpha-1)}$$

oder

$$(25) \quad E_c = A_0(T) \cdot R_c(T, \rho)^{1+2(\alpha-1)}$$

wobei der Faktor  $A_0(T)$  nur noch von der Temperatur und nicht mehr vom Druck abhängig ist. Tabelle III enthält einige Werte von  $A_0(T)$  für Wasserstoff und Deuterium.

Um die gesamte Blasenbildungsenergie zu erhalten, muß man noch die Energien  $E_1$ ,  $E_2$  und  $E_3$  nach Formel (7), (8) und (9) hinzufügen:

$$(26) \quad E = E_0 + E_1 + E_2 + E_3$$

Die Berücksichtigung von  $E_0$  bringt eine erhebliche Änderung der Blasenbildungsenergie gegenüber Formel (10) aus Abschnitt 2.1.3 und damit auch eine Änderung der theoretischen Blasendichte.

Allerdings bestehen einige Unsicherheiten in der Bestimmung von  $E_0$ , die aus der Annahme über die Faktoren  $\nu$  und  $\kappa$  und vor allem auch aus der Annahme der Relaxationszeit als Wärmeausbreitungszeit  $t_c$  über das kritische Volumen herrühren.

Da wir es bei der Blasenbildung mit einem explosionsartigen Vorgang zu tun haben, bei dem innerhalb des Volumens der kritischen Blase auch große Temperaturunterschiede auftreten können, ist das Ersetzen von  $t_c$  durch  $\tau_c$  sicherlich eine sehr grobe Näherung.

Bei einem späteren Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen wird man Näheres über  $t_c$  aussagen können.

## 2.2 Theorie des Blasenwachstums

### 2.2.1 Das Verhalten von Blasen in der Nähe des kritischen Radius - - - - -

Das Anwachsen der Blasen vom Urvolumen  $V_0$  aufgrund der zugeführten  $\delta$ -Elektronen-Energie ist nur eine erste Phase im gesamten Blasenwachstumsprozeß. Eine zweite Phase beginnt nach dem völligen Verbrauch der ursprünglich zugeführten Energie.

Ist diese Energie kleiner als die Blasenbildungsenergie  $E$ , so erreicht die Blase aufgrund dieser Energie einen Radius  $R$ , der kleiner ist als der kritische Radius. Bei vollkommenem Temperatúrausgleich an der Blasenoberfläche ist dann der Druck  $p_i$  in der Blase, der durch den Dampfdruck unter Berücksichtigung der Krümmung der Oberfläche gegeben ist, kleiner als die Summe aus hydrostatischem Druck  $p_a$  und der aus der Oberflächenspannung herrührenden Kraft pro Flächeneinheit  $\frac{2\sigma}{R}$ .

Da für eine weitere Verdampfung keine Energie mehr zur Verfügung steht und wegen des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik auch aus der Umgebung der Blase keine Energie zugeführt wird, muß die Blase zusammenschrumpfen bis die Kräfte an der Blasenoberfläche sich wieder ausgleichen.

Damit wird eine Reihe von thermodynamischen Vorgängen in der Blase und ihrer Umgebung eingeleitet. Die Entwicklung in diesem Stadium läßt sich am besten dadurch beschreiben, daß man die Gesamtheit der in der Natur gleichzeitig stattfindenden Vorgänge gedanklich in einzelne Vorgänge zerlegt, die man sich in einem infinitesimalen Zyklus vielfach wiederholt zu denken hat.

Das Schrumpfen der Blase führt zunächst zu einem Anstieg des Druckes  $p_i$  in der Blase. Überschreitet  $p_i$  den Dampfdruck an der Blasenoberfläche, so kondensiert ein Teil des Dampfes in der Blase. Dabei wird Kondensationsenergie frei, die die Temperatur an der Blasenoberfläche gegenüber der weiteren Umgebung der Blase erhöht. Durch Wärmeleitung wird diese Energie an die Flüssigkeit abgeführt. Die Temperatur an der Blasenoberfläche sinkt wieder bis neue Kondensation aufgrund des hohen Druckes in der Blase stattfinden kann. Mit kleiner werdenden Blasen wirkt sich die Oberflächenspannung immer mehr aus, so daß der Zyklus Druck-erhöhung - Kondensation - Wärmeableitung - Blasenkompression fortgesetzt wird bis schließlich kein Dampfvolumen mehr vorhanden ist und die ursprünglich zugeführte Energie vollkommen auf die Flüssigkeit verteilt ist.

Ist die einmal zugeführte Energie größer als die Blasenbildungsenergie, so erreicht die Blase von vornherein einen Radius, der größer ist als der kritische Radius  $R_c$ . Bei vollkommenem Temperatúrausgleich ist dann der Druck  $p_i$  in der Blase größer als die ihm entgegenwirkenden Kräfte von außen. Die Folge ist ein Ausdehnen der Blase, wobei  $p_i$  unter den Dampfdruck an der Blasenoberfläche sinkt. Dabei verdampft Flüssigkeit am Blasenrand. Die Verdampfungswärme wird der die Blase umgebenden Flüssigkeit entzogen, so daß sich eine Temperaturdifferenz zwischen der Temperatur an der Blasenoberfläche und der Flüssigkeitstemperatur einstellt. Durch die Temperaturdifferenz entsteht ein Wärmestrom zur Blase hin. Die an der Blasenwand ankommende Wärmemenge wird zu weiterer Verdampfung von Flüssigkeit verbraucht. Die Blase dehnt sich dabei weiter aus. Die Kraft  $\frac{2\sigma}{R}$ , die dem Blasendruck  $p_i$  entgegenwirkt, wird kleiner.

Auch hier bildet sich ein Zyklus Druckabsenkung - Verdampfung - Wärmezufuhr - Blasenwachstum aus, bei dem die Blase infolge des abnehmenden Einflusses der Oberflächenspannung immer rascher wächst. Der Druck  $p_i$  sinkt mit größer werdendem Radius  $R$  bis auf den Wert des hydrostatischen Druckes  $p_a$ . Entsprechend sinkt die Temperatur der Blasenoberfläche auf einen Wert, der zu einem Dampfdruck  $p_D = p_a$  gehört.

Für die oben geschilderte Phase des Blasenwachstums spielt die Oberflächenspannung die entscheidende Rolle. Der in dieser Phase erreichte Blasenradius ist jedoch noch so klein (etwa  $R = 10^{-4}$  cm), daß er für das makroskopische Wachstum von Blasen (in der Größe  $R = 10^{-2}$  cm) vernachlässigbar ist.

### 2.2.2 Der Mechanismus des makroskopischen Blasenwachstums

Wenn der Blasenradius die Größenordnung  $10^{-4}$  cm erreicht hat, wird der Beitrag der Oberflächenspannung zum Kräftegleichgewicht

an der Blasenoberfläche vernachlässigbar. Der Druck  $p_i$  in der Blase wird dann gleich dem hydrostatischen Druck  $p_a$ . Die Temperatur an der Blasenoberfläche ist auf einen Wert  $T_B(p_a)$  gesunken, dem der Druck  $p_a$  als Dampfdruck zugeordnet ist.

Bei konstantem hydrostatischem Druck  $p_a$  ist in der Folge das Verhalten der Blase dadurch charakterisiert, daß sich in einer Flüssigkeit der Temperatur  $T_{Fl}$  eine Temperatursenke von konstanter Temperatur  $T_B$  und veränderlichem Durchmesser  $R$  befindet.

Die Temperaturdifferenz  $T_{Fl} - T_B$ , die man auch als die Überhitzung der Flüssigkeit bezeichnen kann, führt zu einem ständigen Wärmestrom zur Blase hin. Diese Wärme, entzogen aus dem großen Reservoir der Flüssigkeit und einer eventuellen Temperaturregelung, wird zur Verdampfung von Flüssigkeit an der Blasenoberfläche verwendet. Der Dampf führt zu weiterer Vergrößerung der Blase.

Das Problem einer kugelsymmetrischen Temperatursenke mit veränderlichem Radius läßt sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen lösen. Man erhält dabei das zeitliche Verhalten der Temperaturverteilung in der Flüssigkeit und das Gesetz für das Wachstum der Blase <sup>9)</sup>.

Aus dem Mechanismus des makroskopischen Blasenwachstums geht hervor, daß bei konstantem hydrostatischem Druck  $p_a$  und konstanter Temperatur  $T_{Fl}$  das Wachstum der Blase unbegrenzt ist.

### 2.2.3 Das Gesetz des Blasenwachstums

Für das makroskopische Blasenwachstum in der dritten Phase, wo also die Blasen schon so groß sind, daß die Oberflächenspannung vernachlässigt werden kann, haben Plesset und Zwick<sup>9)</sup> eine Abschätzung gegeben, die es gestattet, quantitative

Aussagen über die Blasengröße zu machen. Ursprünglich wurde diese Abschätzung für Dampfbläschen in überhitztem Wasser gemacht. Für die Anwendung auf andere Flüssigkeiten ist es notwendig, auf die dabei gemachten Näherungen einzugehen:

- a) Die Blasen werden als kugelförmig angenommen. Die Kugelform wird unter dem Einfluß der Oberflächenspannung eingenommen, solange keine nicht kugelsymmetrischen Kräfte auf die Blasenwände wirken, was insbesondere bei Translationsbewegungen der Fall wäre.
- b) Auf die Blase sollen keine Translationskräfte wirken. Deshalb wird auch der Auftrieb von Blasen in der Flüssigkeit vernachlässigt. Ein Auftrieb oder eine andere translatorische Bewegung würde dazu führen, daß die kugelsymmetrische Temperaturverteilung um die Blase gestört und daher der Blase mehr Wärme aus der Umgebung zugeführt würde, was ein rascheres Wachstum zur Folge hätte.
- c) Kompressibilitätseffekte in der an die Blase grenzenden Flüssigkeit sollen vernachlässigbar sein. Dies erscheint gerechtfertigt, weil die Schallgeschwindigkeit in den zur Diskussion stehenden Flüssigkeiten groß ist gegen die Geschwindigkeit der Blasenwand während des Wachstums.
- d) Ebenso soll die Viskosität der Flüssigkeit vernachlässigbar sein. Sie beträgt bei Wasserstoff und Deuterium größenordnungsmäßig  $10^{-4}$  g/cms.
- e) Druck und Temperatur in der Blase werden gleichförmig verteilt angenommen. Dies ist durch die hohe Diffusionsgeschwindigkeit im Gas der Blase begründet.

- f) Trägheitskräfte im Dampf werden wegen der kleinen Dampfdichte vernachlässigt.
- g) Wegen der relativ kleinen Wachstumsgeschwindigkeit wird der Druck in der Blase gleich dem Dampfdruck an der Blasenwand gesetzt.
- h) Die Temperaturänderung zwischen Flüssigkeitstemperatur  $T_{Fl}$  und Blasentemperatur  $T_B$  findet in einer Schicht der Blasenwand statt, deren Dicke klein ist gegen den Blasenradius. Der Grund hierfür liegt in der verhältnismäßig kleinen thermischen Diffusionskonstanten der Flüssigkeit.
- i) Die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme  $c_p$ , der Dichte  $\rho_{Fl}$  und der Wärmeleitfähigkeit  $k$  werden vernachlässigt. Diese Annahme scheint für die Flüssigkeiten Wasserstoff und Deuterium etwas fragwürdig zu sein, zumindest was  $c_p$  betrifft.

Mit Hilfe der Annahmen a) bis i) läßt sich das Problem des Wachstums von Blasen in überhitzten Flüssigkeiten lösen<sup>9)</sup>. Die Herleitung der Blasenwachstumsbeziehung nach Plesset und Zwick ist zu kompliziert, um hier kurz beschrieben zu werden.

Eine übersichtlichere Darstellung läßt sich neueren Arbeiten von Skinner und Bankoff<sup>22)</sup> sowie Tkachev<sup>40)</sup> entnehmen. Für das vollkommen kugelsymmetrische Problem des Blasenwachstums gelten drei Grundgleichungen:

$$(27) \quad \frac{4\pi}{3} \cdot L \cdot \rho_v \cdot \frac{dR^3}{dt} = 4\pi R^2 \cdot k \cdot \frac{\partial T}{\partial R}$$

für die Erhaltung der Energie bei der Verdampfung an der Blasenoberfläche;

$$(28) \quad \frac{\partial \rho_{FL}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho_{FL} \cdot r^2 \cdot \frac{\partial r}{\partial t} \right) = 0$$

als Kontinuitätsgleichung;

$$(29) \quad c_P \cdot \rho_{FL} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( \left( \frac{\partial r}{\partial t} \right)^2 \cdot k \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right)$$

für die Wärmeleitung.

Außerdem müssen noch die Randbedingungen erfüllt sein:

$$(30) \quad T(R, t) = T_0, \quad T(\infty, t) = T_{FL}, \quad T(r, 0) = T_{FL}$$

Dieses Gleichungssystem läßt sich durch folgende Variablen-Transformation vereinfachen<sup>40)</sup>:

$$(31) \quad k = \frac{r^3 - R^3}{3}, \quad \tau = D \cdot \int_0^t R^4(t) dt, \quad \theta = \frac{T - T_{FL}}{T_{FL} - T_0}$$

Damit erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$(32) \quad \frac{dR^3}{d\tau} = \frac{3k \cdot (T_{FL} - T_0)}{D \cdot L \cdot \rho_0} \cdot \frac{\partial \theta(0, \tau)}{\partial k}$$

$$(33) \quad \frac{\partial k}{\partial t} = 0$$

$$(34) \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial k} \left( 1 + \frac{3k}{R^3} \right)^{4/3} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial k}$$

$$(35) \quad \theta(0, \tau) = -1, \quad \theta(\infty, \tau) = \theta(k, 0) = 0$$

Das Gleichungssystem (32) bis (35) läßt sich nur auf einfache Weise lösen, wenn man in Gleichung (34)  $\frac{3k}{R^3} \ll 1$  annimmt. Diese Einschränkung bedeutet, daß man für die Bestimmung der Temperaturverteilung annimmt, daß das Volumen der Übergangsschicht um die Blase, in der die Temperatur von der Flüssigkeitstemperatur  $T_{FL}$  verschieden ist, klein gegenüber dem Blasenvolumen ist.

Mit dieser Näherung erhält man als Lösung des Gleichungssystems die Temperaturverteilung<sup>40)</sup>:

$$(36) \quad T = (T_{Fl} - T_B) \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{R/2\sqrt{t}} e^{-x^2} dx - 1 \right\} + T_{Fl}$$

und den Blasenradius:

$$(37) \quad R = 2 \cdot \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cdot \frac{k}{L \cdot \rho_b \cdot D^{1/2}} \cdot (T_{Fl} - T_B) \cdot t^{1/2}$$

Also gilt:

$$(38) \quad R = A \cdot t^{1/2}$$

mit

$$(39) \quad A = 2 \cdot \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cdot \frac{k}{L \cdot \rho_b \cdot D^{1/2}} \cdot (T_{Fl} - T_B)$$

wobei A nur von den Stoffkonstanten und vom Überhitzungsgrad abhängt.

Unter den bei der Ableitung von Gleichung (37) gemachten Voraussetzungen ist Formel (38) mit dem Wachstumsgesetz von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> in der Form

$$(40) \quad \frac{dR}{dt} = \frac{1}{2} \cdot A \cdot t^{-1/2}$$

identisch. Die Annahme  $\frac{3k}{R^3} \ll 1$ , die dieser Lösung zugrunde liegt, ist im Bereich des Blasenwachstums für Wasser wesentlich besser erfüllt als für Wasserstoff und Deuterium.

Eine Berücksichtigung des Faktors  $\frac{3k}{R^3}$  in Gleichung (34) liefert eine größere Wachstumsgeschwindigkeit. Die Rechnungen dazu sind jedoch sehr kompliziert<sup>40)</sup>.

Um ein korrekteres Ergebnis zu erhalten, müßte man auch die Temperaturabhängigkeit der Flüssigkeitskonstanten  $\rho_{Fl}$ ,  $k$ ,  $c_p$  berücksichtigen, wie das z. B. für  $c_p$  schon gemacht wurde<sup>40)</sup>. Im allgemeinen wird dabei das Gleichungssystem aber so kompliziert, daß es sich nicht einfach lösen läßt.

Die Temperaturabhängigkeit der Stoffkonstanten ist für Wasserstoff und Deuterium wesentlich größer als bei Wasser, so daß sich ihr Einfluß hier stärker bemerkbar machen wird.

#### 2.2.4 Der Einfluß des Auftriebs auf das Blasenwachstum

Bei der Bestimmung des Blasenwachstumsgesetzes in Abschnitt 2.2.3 wurde vorausgesetzt, daß translatorische Kräfte auf die Blase vernachlässigbar sind. Diese Annahme ist nur bei sehr kleinen Blasen richtig.

Die Dichte in der Dampf- und Flüssigkeitsphase eines Mediums ist im allgemeinen sehr verschieden, so daß es Unterschiede in der Schwerkraft geben wird, die am Volumenelement angreift.

Die Auftriebskraft an einer Blase vom Radius  $R$  wird bei Vernachlässigung von  $\rho_D$  gegenüber  $\rho_{Fl}$  :

$$(41) \quad K_A = \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot \rho_{Fl} \cdot g$$

mit  $g$  = Erdbeschleunigung.

Infolge der Zähigkeit von Flüssigkeiten wirkt eine Widerstandskraft  $K_w$  der Bewegung der Blase entgegen. Für Gasblasen gilt:

$$(42) \quad K_w = 4\pi u \eta R$$

mit  $u$  = Geschwindigkeit der Blase  
 $\eta$  = Viskosität der Flüssigkeit.

Aus beiden Kräften ergibt sich eine resultierende Kraft  $K_r$ , die dem Volumen der Masse  $\frac{4\pi}{3} R^3 \rho_{Fl}$  eine Beschleunigung  $\frac{du}{dt}$  erteilt.

$$(43) \quad \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_{Fl} \cdot \frac{du}{dt} = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho_{Fl} \cdot g - 4\pi u \eta R$$

Die Lösung der Gleichung ist:

$$(44) \quad u = \frac{\rho_{Fl} \cdot g}{3\eta} \cdot R^2 \cdot \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{3\eta}{R^2 \cdot \rho_{Fl}} \cdot t\right) \right\}$$

Wenn für den Exponenten der e-Funktion gilt:

$$(45) \quad a \cdot t = \frac{3\eta}{R^2 \cdot \rho_{Fl}} \cdot t \ll 1$$

kann man anstelle der e-Funktion die ersten Glieder der Reihenentwicklung setzen

$$(46) \quad \exp(-a \cdot t) \cong 1 - a \cdot t$$

Man erhält dann:

$$(47) \quad u = g \cdot t$$

t bedeutet hier die Zeit nach Entstehen der Blase.

Die Gültigkeit der Gleichung (44) beschränkt sich auf den Bereich laminarer Strömungen in der Umgebung der Blase. Für turbulente Strömungen ist u unabhängig von R und t<sup>19)</sup>.

Die Art der Strömung hängt von der Geschwindigkeit u ab und wird durch die Reynold-Zahl Re gegeben

$$(48) \quad Re = \frac{u \cdot \rho_{Fl} \cdot d}{\eta}$$

Hier ist d der Durchmesser des umströmten Objektes. Laminare Strömung hat man bei  $Re < 1000$ .

Für turbulente Strömung gilt  $Re > 1000$ . Wenn für  $R$  eine Abhängigkeit der Form (38),  $R = A \cdot t^{1/2}$ , gilt, läßt sich der Zeitpunkt bestimmen, bis zu dem die Strömung um die Blase noch laminar ist:

$$(49) \quad t = \left( \frac{\eta}{2g \cdot \rho_{FL}} \right)^{2/3} \cdot 10^2 \cdot \frac{1}{A^{2/3}} \approx \left( \frac{\eta}{\rho_{FL}} \right)^{2/3} \cdot \frac{1}{A^{2/3}}$$

Wenn die Abschätzung (45) nicht gültig ist, so ist die Geschwindigkeit  $u$  größer als in Formel (47). Nach Gleichung (44) erhält man maximal:

$$(50) \quad u_{max} = \frac{\rho_{FL} \cdot g}{3\eta} \cdot R^2$$

Statt der Beziehung (49) ergibt sich:

$$(51) \quad t = \left( \frac{3\eta^2}{2\rho_{FL}^2 \cdot g} \right)^{2/3} \cdot 10^2 \cdot \frac{1}{A^2}$$

Der Auftrieb von Blasen führt dazu, daß das Temperaturfeld um die Blase nicht mehr kugelsymmetrisch ist. Die Lösung des Problems des Blasenwachstums in einem allgemeinen Temperaturfeld ist sehr kompliziert<sup>24)</sup>. Eine einfache Abschätzung ist von Aleksandrov et al.<sup>19)</sup> gemacht worden. Die Gesetzmäßigkeit (37) von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> muß danach ersetzt werden durch folgende Beziehung:

$$(52) \quad \frac{dR}{dt} = \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cdot \frac{k}{L \cdot \rho_0 \cdot D^{1/2}} \cdot (T_{FL} - T_B) \cdot \left\{ \frac{1}{t} + \frac{2u}{9R} \right\}^{1/2}$$

Wie die Gleichung zeigt, wird durch den Auftrieb das Wachstum beschleunigt. Dies ist auch verständlich, wenn man bedenkt, daß der Auftrieb die Blase aus einer Umgebung, die durch Verdampfung auf eine Temperatur  $T_B$  abgekühlt ist, in wärmere Regionen der Flüssigkeit der Temperatur  $T_{FL}$  führt. Dadurch

wird die der Blase zugeführte Wärmemenge vergrößert und mehr Flüssigkeit an der Blasenoberfläche verdampft.

Für die Geschwindigkeit  $u$  muß man hier Gleichung (44) einsetzen, falls es sich um eine laminare Strömung handelt. Im Falle, daß die Abschätzung (45) gültig ist, folgt:

$$(53) \quad \frac{dR}{dt} = \frac{1}{2} A \cdot \frac{1}{t^{1/2}} \cdot \left\{ 1 + \frac{2}{9} \cdot \frac{g \cdot t^2}{R} \right\}^{1/2}$$

Die Korrektur des Wachstumsgesetzes gegenüber der Formel von Plesset und Zwick, (38), ist für kleine Wachstumszeiten gering. Bei einer Zeit von 1 ms kann sie um 1 % betragen.

Nach dem Übergang der laminaren in eine turbulente Strömung müßte man in Formel (52) eine konstante Geschwindigkeit  $u$  einsetzen. Da die experimentellen Ergebnisse nur für kleine Zeiten mit der Theorie verglichen werden, in denen - wie sich zeigen wird - laminare Strömung vorherrschen sollte, wird davon weiter kein Gebrauch gemacht. Im übrigen erscheint es zweifelhaft, ob Formel (53) für den Fall turbulenter Strömung das Wachstum noch richtig beschreiben kann, da dann nichts über die Temperaturverteilung in der Umgebung der Blase ausgesagt werden kann.

### 3. Experimentelle Durchführung

#### 3.1 Experimentelle Anordnung

##### 3.1.1 Die Blasen­kammer

Die Messungen der Blasendichte und des Blasenwachstums erfolgten in der 85-cm-Blasen­kammer bei DESY. Die Blasen­kammer wurde 1964 gemeinsam von deutschen und französischen Physikern und Ingenieuren in Saclay gebaut, und sie dient fortan bei DESY der Untersuchung von Problemen der Hochenergiephysik. Sie hat sich als ein zuverlässiges Experimentiergerät erwiesen, das bisher schon über 4 Millionen Bilder hochenergetischer Prozesse und Material für zahlreiche Veröffentlichungen geliefert hat.

Das Kernstück - die eigentliche Kammer - ist ein Behälter von etwa 210 l Inhalt, der mit Wasserstoff oder Deuterium gefüllt werden kann (siehe Abb. 1 und Abb. 2). In seinem unteren Teil von der Größe 85 cm x 40 cm x 40 cm sind zwei Wände durch große Glasscheiben von 75 mm Dicke ersetzt, so daß durch die Flüssigkeit hindurchgesehen und hindurchphotographiert werden kann. Der Boden und die übrigen Wände sind teilweise hohl. Diese Hohlräume gehören zu einem Kühlkreislauf, der mit einer Kühlflüssigkeit von regelbarer Temperatur gefüllt ist. Die Temperaturregelung des Kühlkreislaufes erfolgt über einen Wärmeaustauscher, der den Kreislauf thermisch mit einem Dewar verbindet, das von einem Wasserstoffverflüssiger ständig mit flüssigem Wasserstoff gefüllt wird. Auf diese Weise kann die Temperatur in der Kammerflüssigkeit auf  $\pm 0,02^{\circ}$  K genau geregelt werden.

Da man in der Kammer eine Temperatur von etwa  $25^{\circ}$  K aufrechterhalten will, muß sie oder der sie umgebende Kühlkreislauf vor Wärmeleitung und Wärmeeinstrahlung geschützt sein.

Die Kammer hängt deshalb in einem Vakuum-Tank, der auf  $10^{-6}$  Torr evakuiert ist. Die Aufhängung der Kammer an dem Tankdeckel ist so ausgeführt, daß möglichst wenig Wärme zum oberen Teil der Kammer strömen kann. Der größte Teil der Wärmeeinstrahlung wird durch Bleche abgeschirmt, die auf Stickstoff-Temperatur ( $77^{\circ}$  K) gehalten werden. Da die Wärmeeinstrahlung zwischen zwei Flächen mit den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  proportional zu  $(T_1^4 - T_2^4)$  ist, hat man auf diese Weise die Wärmeeinstrahlung auf 1/200 der Menge reduziert, die man ohne Abschirmung haben würde.

Zur weiteren Verminderung der Wärmeeinstrahlung sind alle kalten Teile der Kammer von sogenannter Superisolation umgeben. Das sind Matten aus hunderten übereinanderliegender aluminiumbedampfter Folien. Ein großer Teil der übriggebliebenen Wärmeeinstrahlung wird dadurch reflektiert und erreicht die Kammer nicht.

Den Abschluß des Vakuum-Tanks nach außen bilden zwei große Magnetspulen, die es gestatten, im sichtbaren Bereich der Kammer ein homogenes Magnetfeld von ca.  $20 \text{ kG}$  zu erzeugen. Das Magnetfeld ist notwendig zur Bestimmung der Impulse der bei den hochenergetischen Prozessen entstehenden geladenen Teilchen. Es wurde für die vorliegenden Messungen nicht benutzt.

### 3.1.2 Die Blasen­kammer­f­üll­ung

Die Blasenuntersuchungen wurden in zwei verschiedenen Flüssigkeiten vorgenommen.

Die Füllung der Blasen­kammer mit flüssigem Wasserstoff geschah aus Dewars, die mit Hilfe der bei DESY installierten Wasserstoff-Verflüssigungsanlage gefüllt wurden. Der Reinheitsgrad des Wasserstoffs beträgt über 99 %. Die thermodynamischen

Eigenschaften von reinem Wasserstoff sind gut bekannt und können Tabelle I entnommen werden.

Deuterium ist ein wesentlich selteneres und darum teures Gas. Da die Wasserstoff-Verflüssigungsanlage für die direkte Verflüssigung von Deuterium nicht geeignet ist, mußte das Deuterium in die Blaskammer einkondensiert werden. Die dafür notwendige Kühlleistung wurde über den Wärmeaustauscher im Kühlkreislauf vom Verflüssiger in Form von flüssigem Wasserstoff geliefert. Der Reinheitsgrad des Deuteriums beträgt auch hier über 99 %. Die für den praktischen Betrieb und die Theorie wichtigen Eigenschaften sind in Tabelle II zu finden.

### 3.1.3 Das Expansionsssystem

Im oberen Teil der Kammer befindet sich ein Expansionskolben (Abb. 1) mit einem Durchmesser von 312 mm, der während des Betriebes der Kammer in die Flüssigkeit eintauchen muß. Oberhalb des Kolbens bildet sich dann eine Flüssigkeitsoberfläche aus, eine Zone des Gleichgewichtes zwischen Dampfdruck der Flüssigkeit und äußerem Druck. Der Druck in der Dampfphase kann mittels hochempfindlicher Regler geregelt werden. Wird der äußere Druck auf Werte erhöht, die höher sind als der Dampfdruck der Flüssigkeitsoberfläche, so kondensiert Dampf und der Flüssigkeitsspiegel steigt. Da im oberen Teil der Kammer oberhalb des Kolbens einerseits die Wärmezufuhr durch Wärmeleitung über die Aufhängung der Kammer und durch Konvektion in der Flüssigkeit und im Dampf größer ist als im unteren Bereich, andererseits der Kühlkreislauf hier weniger wirksam ist, bildet sich ein Temperaturgefälle aus, so daß die Flüssigkeitsoberfläche schließlich ein Gebiet erreicht, in dem Gleichgewicht zwischen Verdampfung und Kondensation herrscht.

Durch schnelles Bewegen des Kolbens nach oben oder unten kann der Druck in der Kammer kurzzeitig gesenkt oder erhöht werden.

Durch plötzliches Expandieren der Flüssigkeit wird diese überhitzt, so daß die Voraussetzungen für eine Blasenbildung gegeben sein können.

Der Antrieb des Kolbens geschieht pneumatisch. Ein auf Zimmertemperatur befindlicher Kolben, der mit dem kalten Kolben über eine Kolbenstange in Verbindung steht (siehe Abb. 1), wird über eine Serie von pneumatischen und elektrisch gesteuerten Ventilen mit Hilfe von Preßluft in Bewegung gesetzt. Nach erfolgter Expansion muß der Kolben wieder in entgegengesetzter Richtung bewegt werden, um die Flüssigkeit zu rekomprimieren.

Eine zu lange andauernde Verdampfung ist in der Praxis unerwünscht. Zu große Blasen müssen vermieden werden und die Blaskammer muß innerhalb kurzer Zeit wieder blasenfrei sein, um für die Aufnahme neuer Reaktionen bereitzustehen. Aus diesem Grunde muß die Überhitzung der Flüssigkeit nach wenigen Millisekunden aufgehoben werden. Das geschieht dadurch, daß man den hydrostatischen Druck  $p_a$  auf einen Wert erhöht, der oberhalb des Dampfdruckes der Flüssigkeit liegt. Unter dem Einfluß dieses höheren Druckes  $p_a$  werden die Blasen rekomprimiert. Der Dampf kondensiert bis keine Dampfblasen mehr vorhanden sind.

Eine typische Expansionskurve zeigt Abb. 3. Sie hat eine mittlere Breite von 18 ms. Die Druckabsenkung beträgt hier etwa  $4 \text{ kp/cm}^2$ .

Die Zahl der Expansionen pro Sekunde ist durch die maximal vorhandene Kompressorleistung begrenzt. Im jetzigen Zustand liegt sie bei etwa 3 Expansionen pro Sekunde. Für die vorliegenden Blasenmessungen wurde eine Expansionsfolge von 0,5 Expansionen pro Sekunde gewählt. Der Abstand von 2 Sekunden zwischen zwei Expansionen sorgt dafür, daß auch bei niedrigem

Überdruck in der Kammer alle Blasen der vorhergehenden Expansion rekomprimiert sind und daß das thermische Gleichgewicht in der Kammer genügend stabil ist. Der maximale Kolbenhub des Expansionsystems beträgt etwa 30 mm, was einer maximalen Volumenänderung von 2,30 Litern entspricht. Das erreichbare Expansionsverhältnis  $\epsilon = \frac{\Delta V}{V}$  ist somit etwa 1,1 %.

#### 3.1.4 Der Elektronenstrahl

Während der Expansion der Kammerflüssigkeit wurde ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 2 GeV zu genau bemessenen Zeiten in die Kammer eingeschossen. Die Energieungenauigkeit betrug etwa 1 % und war somit ohne Einfluß auf die mittlere Ionisationsdichte.

Die Zahl der Teilchen pro Puls des Synchrotrons konnte variiert werden. Sie betrug für die vorliegenden Messungen im Mittel 50 Teilchen, so daß eine vernünftige Statistik von Blasen Spuren im begrenzten Volumen des auf Film abgebildeten Kammerausschnittes erreicht wurde. Von großer Wichtigkeit für Blasenmessungen ist eine konstante Einschußzeit und eine möglichst geringe Streuung der einzelnen Teilchen um die mittlere Einschußzeit. Die zeitliche Streuung der Elektronen betrug hier etwa  $\pm 5 \mu s$ . Jede beliebige Einschußzeit relativ zur Expansionskurve konnte durch zeitliches Verschieben des Expansionszyklus erreicht werden.

#### 3.1.5 Das optische System

Für die photographische Aufzeichnung der Hochenergie-Ereignisse ist die Kammer mit 3 Kameras ausgerüstet, die in einer Ebene, parallel zur Mittelebene der Kammer, angeordnet sind. Sie erlauben es, das räumliche Bild der Ereignisse später zu rekonstruieren.

Der Abstand der Kamera-Ebene zur Kammer-Ebene ist durch die Anordnung der Magnetspulen festgelegt (siehe Abb. 4), weil die Kameras einem zu hohen Magnetfeld nicht ausgesetzt werden dürfen, da sie bewegliche Teile enthalten. Die Entfernung der Kameras von der Kammer-Mittelebene beträgt daher ca. 150 cm. Die Objektive der Kameras (Schneider, COMPONON,  $F = 1 : 5,6$ ) haben eine Brennweite von 80 mm und liefern einen Abbildungsmaßstab von  $1 : 15$  bezogen auf die Kammer-Mitte.

Die Ausleuchtung der Kammer geschieht in der Regel mit 4 Xenon-Hochdruck-Blitzlampen (Edgerton, Germershausen & Grier FX 45), deren Licht über einen Kondensator durch die Kammer geschickt wird (siehe Abb. 4). Die Bildpunkte der 175 mm langen Blitzlampen fallen nicht in die Objektive der Kameras, so daß man eine Dunkelfeldbeleuchtung hat. Die Intensität des von den Blasen in die Optik gestreuten Lichtes hängt von dem Streuwinkel, aber auch von der Größe der Blasen ab. Bei der Photographie von Hochenergieprozessen reicht die Lichtintensität aus, um mit einem Öffnungsverhältnis von  $1 : 32$  auszukommen.

Bei sehr kleinen Blasen wird die Qualität der Aufnahmen durch das endliche Auflösungsvermögen des verwendeten Films beeinträchtigt. Bei einem Auflösungsvermögen von 100 Linien pro mm wird eine Auflösung von 0,015 cm am Objektort in der Kammer erreicht. Will man Blasendurchmesser in der Größenordnung von  $10^{-2}$  cm beobachten, so muß man daher zu einem größeren Abbildungsmaßstab greifen.

Für die Messungen, die dieser Arbeit zugrundeliegen, wurden zwei zusätzliche Optiken verwendet (siehe Abb. 4).

Das Blasenwachstum wurde gemessen mit einem Objektiv der Brennweite 200 mm (Edixar,  $F = 1 : 4,5$ ) und einem zusätzlichen

Brennweitenverdoppler (Telemac Vario 2 x) (Abb.4, K1). Die effektive Brennweite betrug so 400 mm. Damit wurde ein Abbildungsmaßstab von 1 : 1 erreicht. Die Auflösung in der Blaskammer betrug etwa 0,01 mm.

Als Beleuchtungsart wurde bei dieser Abbildung Hellfeldbeleuchtung vorgezogen, weil damit schärfere Kontraste an den Blaskwänden erzeugt werden können.

Bei sehr geringer Blaskzahl pro cm läßt sich die 1 : 1-Optik für die Messung der Blaskdichte nicht mehr verwenden. Die abgebildete Spurlänge von 50 mm ist dann zu klein, um eine vernünftige Blaskstatistik zu erreichen. Deshalb wurden die Spuren mit einer zweiten Kamera (Abb.4,K2) photographiert, die einen Abbildungsmaßstab von 1 : 8 lieferte. Hier wurden die Aufnahmen im Dunkelfeld gemacht, da sie nur für Blaskdichtemessungen verwendet wurden.

Um eine gute Zeitauflösung zu bekommen, mußte die Leuchtdauer der Blitzlampen gegenüber dem normalen Betrieb (etwa 100 bis 200  $\mu$ s) um einen Faktor 10 verkürzt werden. Da sich damit die Lichtausbeute verringerte, mußte empfindlicherer Film verwendet werden (Adox, SCF Supertyp A, 24/10 DIN, panchromatisch).

Die Kamerage triebe und Magazine waren dieselben, wie sie für die Aufnahme von Hochenergieereignissen verwendet wurden. Diese Spezialkonstruktionen der Kameras (SOM, Paris) fassen bis zu 300 m unperforierten Film.

Neben den oben geschilderten Optiken zur Aufnahme der Blaskspuren stand noch eine Fernsehkamera (Grundig, FA 30) mit einem Objektiv variabler Brennweite zwischen 20 und 240 mm (Voigtländer Zoomar Mark IV) zur Verfügung (Abb. 4, F). Sie hat sich als sehr nützlich erwiesen zur visuellen Kontrolle der Empfindlichkeit der Kammerflüssigkeit.

## 3.2 Kammer-Parameter

### 3.2.1 Die statische Temperatur

Die Temperatur der Kammerflüssigkeit wird mit Hilfe von Dampfdruckthermometern gemessen, die je nach Kammerflüssigkeit mit Wasserstoff oder Deuterium gefüllt werden. Um die in Wasserstoff und Deuterium stattfindende Ortho-Para-Umwandlung nach dem Füllen der Volumina der Dampfdruckthermometer zu beschleunigen, befindet sich in diesen Katalysator-material. Dadurch sind definierte Verhältnisse bei der Temperaturmessung garantiert. Die dabei erreichte Meßgenauigkeit beträgt  $\pm 0,02^{\circ}$  K.

Die Temperaturmeßstellen befinden sich an verschiedenen Stellen in der Kammer und können auf diese Weise über etwaige Temperaturgradienten Aufschluß geben.

In zwei Regelkreisen können die Temperaturmeßstellen dazu benutzt werden, die Kammer-Temperatur selber und den Temperaturgradienten in der Kammer auszuregeln. Die über lange Zeiten auftretenden Regelschwankungen sind gering, so daß mit einem gesamten Meßfehler von  $\pm 0,03^{\circ}$  K im sichtbaren Bereich der Kammer gerechnet werden kann. Wird die Kammerflüssigkeit in regelmäßigen Zeitabständen expandiert und wieder rekomprimiert, so wird im Bereich des Kolbens durch Reibung und Kondensation mehr Wärme zugeführt, so daß sich dort eine höhere Temperatur als im sichtbaren Bereich der Flüssigkeit einstellt. Der dadurch eingeführte Temperaturgradient ist in der Regel im Bereich der Blasenspuren, der etwa 30 % der Gesamthöhe ausmacht, vernachlässigbar.

Die mit Hilfe der Dampfdruckthermometer gemessene Temperatur wird als statische Temperatur  $T_s$  bezeichnet, weil mit dieser Art der Temperaturmessung kurzzeitige Temperaturschwankungen nicht erfaßt werden.

### 3.2.2 Der statische Druck

Bei völlig abgeschlossener Kammer stellt sich über der Flüssigkeit der Dampfdruck ein, der zu der Temperatur der Flüssigkeitsoberfläche gehört. Er wird mit einem Präzisionsmanometer (Wallace & Thiernan) auf  $\pm 0,03 \text{ kp/cm}^2$  genau gemessen. Über ein Regelventil ist es möglich, den Druck in der Dampfphase auf einen beliebigen Druck zu regeln. Taucht der Kolben in die Flüssigkeit ein und beginnt man zu expandieren, so wird infolge der zusätzlichen Wärme am Kolben dort Flüssigkeit verdampft.

Würde man die Druckregelung in der Stellung belassen, die zu dem Dampfdruck der nicht expandierten Flüssigkeit gehört, so würde der Flüssigkeitsspiegel ständig sinken. Es bestände dann die Gefahr, daß der Kolben nicht mehr in die Flüssigkeit taucht. Die Folge wären Dampfexpansionen und die Kammer wäre nicht mehr empfindlich. Aus diesem Grunde ist es notwendig, den Druck bei expandierender Kammer auf einen Wert zu regeln, der höher liegt, als der Dampfdruck der Flüssigkeit im sichtbaren Volumen. Für die Blasenmessungen wurde deshalb der Kammerdruck um mindestens  $0,3 \text{ kp/cm}^2$  über dem Dampfdruck der Flüssigkeit gehalten.

Der über die Gasphase geregelte Druck wird als statischer Druck  $p_s$  bezeichnet, weil er fast ständig - mit Ausnahme der kurzen Zeit der Expansion - auf der Flüssigkeit lastet und konstant ist.

### 3.2.3 Der dynamische Druck

Die Überhitzung der Flüssigkeit wird durch kurzzeitige Expansion auf einen Druck  $p$  erreicht, der niedriger ist als der Dampfdruck  $p_D$  der Flüssigkeit. Da die Druckabsenkung

innerhalb von wenigen Millisekunden geschieht, reichen gewöhnliche Manometer nicht mehr aus, um den zeitlichen Verlauf des Druckes wiederzugeben.

Für die Messung der dynamischen Druckänderung  $\Delta p(t)$  wurde ein piezoelektrischer Druckaufnehmer (Kistler, Typ 410 A) verwendet. Dabei werden Druckänderungen in Ladungsänderungen umgewandelt, die verstärkt auf einem Oszillographen sichtbar gemacht werden können. Gleichzeitig damit kann auf dem Oszillographenschirm noch der Zeitpunkt des Strahleintritts in die Kammer registriert werden. Dieser Zeitpunkt markiert dann den Zeit-Null-Punkt für das Blasenwachstum und legt auch die Zeitskala für die Druckkurve fest.

Die Druckkurve mit dem Zeitmaßstab kann für spätere Auswertungen vom Oszillographenschirm abphotographiert werden.

Ein besonderes Problem stellt die Eichung der Drucksonden dar. Alle industriell gefertigten Druckaufnehmer sind in der Regel nur bis zu einer Temperatur von  $77^{\circ}$  K geeicht. Um sie auch für tiefere Temperaturen zu eichen, könnte man einen Wasserstoff-Kryostaten mit einer speziellen Eichapparatur versehen. Das ist, wenn man keinen Wasserstoff-Kryostaten zur Verfügung hat, etwas aufwendig und hätte auch den Nachteil, daß man die Drucksonde für die eigentliche Messung in der Blaskammer wieder aufwärmen und noch einmal abkühlen müßte; dabei könnten sich Veränderungen in den Halterungen der Sonden ergeben, die eine Änderung des Eichfaktors bewirken würden. Um diesen Schwierigkeiten zu entgehen, wurde eine Methode der dynamischen Drucksondeneichung gefunden, die man direkt während der Blasenmessungen durchführen kann<sup>37)</sup>. Die Methode basiert darauf, daß es zu jeder Temperatur  $T$  zur Zeit der Blasenentstehung einen Druck  $p(b, T)$  gibt, bei

dem eine vorgegebene Blasendichte  $b$  für minimal ionisierende Teilchen herrscht.

Um bei einer statischen Kammertemperatur  $T_s$  und einem statischen Kammerdruck  $p_s$  die Blasendichte  $b$  zu erreichen, muß man den Kammerdruck um einen Betrag

$$\Delta p = p_s - p(b, T)$$

absenken. Auf dem Oszillographenschirm wird man dabei ein Spannungssignal  $U$  messen:

$$(54) \quad U = a \cdot [p_s - p(b, T)]$$

Die Temperatur  $T$ , die zur Zeit der Blasenentstehung herrscht, ergibt sich aus der statischen Temperatur  $T_s$  und der durch die Druckabsenkung hervorgerufenen Temperaturänderung  $\Delta T$  (siehe Abs. 3.2.4). Es gilt

$$T = T_s - \Delta T$$

$\Delta T$  ist allgemein klein gegen  $T_s$  und so kann man für  $p(b, T)$  die ersten Glieder einer Reihenentwicklung setzen:

$$(55) \quad p(b, T) = p(b, T_s) - \Delta T \cdot \left( \frac{\partial p(b, T)}{\partial T} \right)_{T=T_s}$$

Setzt man näherungsweise

$$(56) \quad \Delta T = \Delta p \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right)_{T=T_s}$$

und berücksichtigt man weiter Formel (54), so folgt:

$$(57) \quad U = a \cdot \left[ p_s - p(b, T_s) + \frac{U}{a} \cdot \left( \frac{\partial p(b, T)}{\partial T} \right)_{T=T_s} \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right)_{T=T_s} \right]$$

daraus folgt:

$$(58) \quad U = \frac{a}{1 - \left( \frac{\partial p(b, T)}{\partial T} \right)_{T=T_s} \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right)_{T=T_s}} \cdot [p_s - p(b, T_s)]$$

Der Ausdruck (58) hat folgende Bedeutung:

Verändert man bei gleichbleibender Temperatur  $T_s$  den statischen Druck  $p_s$ , so erhält man verschiedene Werte von  $U$ , die in einem Diagramm gegen  $p_s$  aufgetragen, auf einer Geraden der Steigung (siehe Abb.5 und Abb.6):

$$(59) \quad a^* = \frac{a}{1 - \left( \frac{\partial p(b, T)}{\partial T} \right)_{T=T_s} \cdot \left( \frac{dT}{dp} \right)_{T=T_s}}$$

liegen. Diese Gerade schneidet die  $U = 0$  Achse im Punkt  $p(b, T_s)$ .

Zur praktischen Durchführung der Eichung muß man erwähnen, daß es sehr schwierig ist, eine vorgewählte Blasendichte bei fester Temperatur innerhalb kurzer Zeit einzustellen. Die Entscheidung über die vorhandene Blasendichte könnte normalerweise nur anhand von Filmaufnahmen oder Polaroid-Photos getroffen werden. Die notwendige Variation der Druckabsenkung wäre sehr mühsam.

Sehr leicht mit Hilfe einer Fernsehkamera kann man jedoch die Blasengrenze ( $b = 0$ ) erkennen<sup>37)</sup>, da man schnell sehen kann, wann gerade noch ein paar Blasen vorhanden sind oder wann gerade keine mehr vorhanden sind, wenn man die Druckabsenkung in kleinen Schritten ändert. Um nicht ständig den Expansionshub verändern zu müssen und damit das thermische Gleichgewicht in der Kammer zu stören, wurde die Änderung der Druckabsenkung auf folgende Weise gemacht:

Zunächst wurde eine maximale Druckabsenkung  $\Delta p_{\max}$  eingestellt. Nachdem das System im thermischen Gleichgewicht war, konnte man den Strahleintritt relativ zur Druckkurve verschieben und erreichte auf diese Weise, daß man den Druck  $p$  zum Zeitpunkt der Blasenbildung zwischen  $p_D$  und  $p_s - \Delta p_{\max}$  ändern konnte (siehe auch Abb. 3). Eine Verschiebung um 0,1 ms konnte dabei einer Druckänderung von  $0,1 \text{ kp/cm}^2$  entsprechen.

Auf dem Fernsehmonitor konnten dann Blasen mit konstant eingestellter Wachstumszeit (1 ms) beobachtet werden und die Blasengrenze ließ sich mühelos finden.

Der Meßfehler für den auf diese Weise gefundenen Eichfaktor  $a$  liegt bei etwa 2 %. Er ist sehr abhängig von thermisch stabilen Bedingungen und genauer Zeitdefinition des Strahleintritts. Die Spannung  $U$  läßt sich mit Hilfe von Kompensationsmessungen am Oszillographen sehr genau bestimmen, so daß die Druckabsenkung auch auf  $\pm 2$  % genau gemessen worden ist. Da sich der dynamische Druck  $p = p_s - \Delta p$  als Differenz zweier etwa größenordnungsmäßig gleicher Größen ergibt, beeinflußt der Fehler von  $\Delta p$  stark die Meßgenauigkeit von  $p$ . Diese beträgt insgesamt etwa  $\pm 0,1 \text{ kp/cm}^2$ .

#### 3.2.4 Die dynamische Temperatur

Die gemessene statische Temperatur beschreibt nicht den Zustand der Flüssigkeit während der Expansion. Die rasche Druckabsenkung  $\Delta p$  führt zu einer Temperaturabsenkung  $\Delta T$ . Diese Temperaturabsenkung läßt sich nur indirekt messen.

Da der Vorgang der Expansion innerhalb von Millisekunden abläuft, kann man ihn näherungsweise als adiabatisch annehmen. Dann gelten für die Temperaturabsenkung folgende drei äquivalente Formeln:

$$(60) \quad \left( \frac{dT}{dp} \right)_{ad.} = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right)$$

$$(61) \quad \left( \frac{dT}{dp} \right)_{ad.} = \frac{1}{\alpha} \cdot (\beta - \beta')$$

$$(62) \quad \left( \frac{dT}{dp} \right)_{ad.} = \alpha \cdot \frac{T}{c_p \cdot \rho_{fl}}$$

mit  $\alpha = \frac{1}{V} \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$  = thermischer Ausdehnungs-  
koeffizient

$\beta = - \frac{1}{V} \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$  = isotherme Kompressibilität

$\beta' = - \frac{1}{V} \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_{ad.}$  = adiabatische Kompressibilität

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  = Verhältnis der spezifischen  
Wärmen

Die Stoff-Eigenschaften  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  sind zum Teil aus Messungen<sup>32)</sup> bekannt, so daß man für Wasserstoff in den interessierenden Temperaturbereichen die Temperaturabsenkung nach Formel (60), (61) oder (62) bestimmen kann.

Für Deuterium sind weitaus weniger Stoff-Eigenschaften bekannt, insbesondere nicht  $\alpha$  und  $\beta$ , so daß die obigen Formeln nicht angewendet werden können. Die Temperaturabsenkung läßt sich daher nur näherungsweise durch die Formel<sup>38)</sup>

$$(63) \quad \frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{1}{\beta'} \cdot \left( \frac{d\varepsilon}{dp_v} \right)_{T=T_3}} \cdot \left( \frac{dT_v}{dp_v} \right)_{T=T_3}$$

ausdrücken. Hier ist  $\varepsilon = \frac{\Delta V}{V}$  das Expansionsverhältnis und der Index v bedeutet, daß die so indizierten Parameter bei der Temperatur bzw. dem Druck der Phasengrenzkurve zu nehmen sind. Insbesondere bedeutet  $\frac{d\varepsilon}{dp_v}$  die Steigung der Phasengrenzkurve in einem  $p, \varepsilon$ -Diagramm. Die adiabatische Kompressibilität kann aus einem  $p, \varepsilon$ -Diagramm entnommen werden<sup>38)</sup>.

Das Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  ist bei Deuterium nur im unteren Temperaturbereich um 20° K bekannt. Für höhere Temperaturen wurden diese Werte analog zu den Wasserstoff-Werten, basierend auf der Methode der korrespondierenden Zustände extrapoliert (Abb. 7).

Sowohl für Wasserstoff als auch für Deuterium ergibt sich eine Temperaturabsenkung von größenordnungsmäßig  $0,1^{\circ}\text{K}/\text{kp}/\text{cm}^2$  im interessierenden Temperaturbereich. Die dynamische Temperatur  $T = T_s - \Delta T$  ist damit für jede Druckabsenkung  $\Delta p$  bekannt. Der Fehler, den man der Temperatur  $T$  zuordnen muß, ergibt sich aus dem Fehler von  $T_s$  und den Unsicherheiten in der Bestimmung von  $\Delta T$ . Bei den verwendeten Meßapparaturen beträgt er insgesamt  $\pm 0,05^{\circ}\text{K}$ .

### 3.2.5 Die Wachstumszeit

Als letzter Parameter muß die Wachstumszeit genannt werden. Nicht nur die Blasengröße ist von ihr abhängig, sondern auch die primär meßbare Blasendichte.

Da in der Periode des Wachstums die Blasen sehr rasch ihr Volumen vergrößern, kommt es vor, daß benachbarte Blasen in einer Spur zu einer einzigen Blase zusammenwachsen. Dies ist besonders bei hohen Blasendichten der Fall und verringert die Blasendichte. Deshalb ist die zu einer Zeit  $t$  gemessene Blasendichte eine Funktion der Zeit  $t$ . Die Wachstumszeit wird bezogen auf den Zeitpunkt der Entstehung der Blasen, also der Bildung des Urvolumens. Dieser ist durch den Zeitpunkt des Eintritts der ionisierenden Teilchen in die Blaskammer festgelegt. Der Eintrittszeitpunkt streut um einen Mittelwert, der als Zeit-Null-Punkt für das Blasenwachstum definiert wird. Im vorliegenden Experiment betrug diese Streuung maximal  $\pm 5 \mu\text{s}$ .

Die Wachstumszeit wird dann definiert als der Zeitpunkt, zu dem die Blasenspuren in der Kammer beleuchtet werden, um damit auf dem Film photographisch festgehalten zu werden. Die mittlere zeitliche Breite des Lichtimpulses aus den Xenon-Hochdrucklampen betrug etwa  $20 \mu\text{s}$ . Damit ergibt sich ein totaler Zeitmeßfehler von  $\pm 15 \mu\text{s}$ .

### 3.3 Meßprogramm und die Auswertung der Messungen

#### 3.3.1 Die Blasendichtemessung

Die Blasendichte wurde für eine Reihe von Parameterkombinationen  $p$  und  $T$  bestimmt. Dabei wurde folgendermaßen vorgegangen: zunächst wurde die gewünschte statische Temperatur  $T_s$  der Flüssigkeit eingestellt. Der statische Druck  $p_s$  wurde dann um  $0,3 \text{ kp/cm}^2$  höher als der zu  $T_s$  gehörige Dampfdruck eingeregelt. Durch Expansion der Flüssigkeit wurde eine maximale Druckabsenkung erreicht. Der dynamische Druck  $p$  im Zeitpunkt des Strahleintritts wurde dadurch variiert, daß der Strahleintrittszeitpunkt relativ zur Druckkurve (Abb. 3) verschoben wurde.

Prinzipiell kann die zeitliche Druckänderung  $\frac{dp}{dt}$  zum Einschußzeitpunkt, die auf den Flanken der Druckkurve besonders groß ist, das Meßergebnis beeinflussen. Um diesen Einfluß zu untersuchen, wurde bei gleichem Druck  $p$  sowohl bei negativem  $\frac{dp}{dt}$  (vor dem Druckminimum) als auch bei positivem  $\frac{dp}{dt}$  (hinter dem Druckminimum) gemessen. Innerhalb der Meßgenauigkeit wurden keine Unterschiede festgestellt (Abb. 9).

Die Expansion der Flüssigkeit führt zu einer Temperaturabsenkung auf eine dynamische Temperatur  $T$ , die von der Größe der Druckabsenkung abhängig ist und sich um einige Zehntel Grad von  $T_s$  unterscheiden kann.

Zu jeder Kombination der Parameter  $p$  und  $T$  gehört eine primäre Blasendichte zum Zeitpunkt  $t = t_c \approx 0$ , wenn die Blasen den kritischen Radius  $R_c$  erreicht haben. Die Blasen haben zu diesem Zeitpunkt einen Durchmesser von etwa  $10^{-6} \text{ cm}$ , so daß man sie mit gewöhnlicher Optik nicht mehr sichtbar machen kann.

Um die Blasenspuren mit den weiter oben geschilderten optischen Methoden erfassen zu können, muß man die Blasen zu sichtbarer Größe anwachsen lassen. Auf den Effekt des Zusammenwachsens der Blasen muß dann eine Korrektur erfolgen. Für alle Parameterkombinationen  $p$  und  $T$  wurden die Blasenspuren bei drei verschiedenen Wachstumszeiten: 0,5 ms; 1,0 ms und 1,5 ms mit den beiden Abbildungsmaßstäben 1 : 1 und 1 : 8 photographiert.

Die Blasendichte wurde aus den Photographien nach der Methode des Abzählens der Blasen gewonnen. Diese Methode liefert dann korrekte Ergebnisse, wenn die Blasendichte so gering ist, daß man die einzelnen Blasen voneinander unterscheiden kann. Das hängt natürlich auch von der Größe der Blasen ab. Eine Betrachtung der gemessenen Blasengrößen bei 0,5 ms Blitzverzögerung zeigt, daß bei einer Blasendichte von etwa 60 Blasen pro cm der Zählverlust kleiner als 10 % ist, wenn man annimmt, daß man Blasen noch unterscheiden kann, die einen Abstand von der Größe ihres Radius voneinander haben. Bei größeren Blasendichten ist es notwendig, die Methode der Messung der Lückenlängenverteilung zwischen den Blasen einer Spur zu wählen.

Zur Bestimmung der Blasendichte bei einer Parameterkombination  $p$ ,  $T$  wurden mindestens 200 Blasen auf mindestens einer Länge von 5 cm in der Kammer gezählt. Der Fehler in der Blasendichtebestimmung kann insgesamt als weniger als  $\pm 10\%$  angegeben werden. Um die primäre Blasendichte  $b(p, T, t = 0)$  zu erhalten, wurden die Meßwerte der drei Wachstumszeiten 0,5 ms; 1,0 ms und 1,5 ms zu einer Wachstumszeit  $t = 0$  ms extrapoliert. In diesem Bereich relativ niedriger Blasendichten, wo auch die  $t$ -Abhängigkeit der Blasendichte schwach ist, liefert die Methode der Extrapolation der reziproken Blasendichten<sup>31)</sup>  $\frac{1}{b}$  keine wesentlich verschiedenen Ergebnisse. Der Fehler der aus der Extrapolation folgenden primären Blasendichte dürfte etwa  $\pm 10\%$  betragen.

### 3.3.2 Die Blasenwachstumsmessung

Das Wachstum der Blasen in einer überhitzten Flüssigkeit ist eine Funktion des Druckes  $p$  und der Temperatur  $T$  in der Flüssigkeit. Im Gegensatz zu den Blasendichtemessungen wurde bei den Wachstumsmessungen der Elektronenstrahl stets im Minimum der Druckkurve eingeschossen (Abb. 3).

Um die Zeitabhängigkeit des Wachstums zu erhalten, wurden die Wachstumszeiten (= Blitzverzögerungen) von 0,5 bis 9,0 ms in Schritten von 0,5 ms variiert. Um das Verhalten bei kleinen Wachstumszeiten genauer zu erfassen, wurden noch Meßpunkte bei 0,3 und 0,7 ms aufgenommen.

Bei dieser Wahl der Wachstumszeiten spielen die Zeitmeßfehler von  $\pm 15 \mu\text{s}$  kaum eine Rolle. Die Durchmesser der Blasen wurden auf einem - normalerweise für die Auswertung der Blasenkamerbilder für die Hochenergiephysik verwendeten - Meßkoordinatographen gemessen. Die Meßgenauigkeit dieses Koordinatographen betrug  $\pm 5 \mu\text{m}$  auf dem Film. Dies liegt in der Größenordnung des Auflösungsvermögens des Films.

Für jede Kombination der Parameter  $p$  und  $T$  wurden mindestens 10 Blasendurchmesser gemessen. Dabei wurde wegen der geringen Tiefenschärfe der 1 : 1 Optik besonders darauf geachtet, daß diese Blasen scharf abgebildet waren. Der Fehler der Bestimmung der Blasenradien, hervorgerufen im wesentlichen durch statistische Schwankungen der Durchmesser, betrug  $\pm 0,02 \text{ mm}$ .

Bei Wachstumszeiten größer als 5 ms sind die Blasen infolge des Auftriebs in der Flüssigkeit nicht mehr exakt kugelförmig. Für diese Blasen wurde jeweils der kleinste und der größte Durchmesser gemessen und aus dem Ellipsoid wurde ein mittlerer Radius bestimmt.

#### 4. Ergebnisse des Experiments

##### 4.1 Blasendichte

##### 4.1.1 Die experimentellen Ergebnisse

Die Blasendichten wurden bei den statischen Temperaturen  $25^{\circ}$ ,  $26^{\circ}$ ,  $27^{\circ}$  und  $28^{\circ}$  K in Wasserstoff und bei  $30^{\circ}$ ,  $31^{\circ}$  und  $32^{\circ}$  K in Deuterium gemessen<sup>39)</sup>. In den Abbildungen 8 bzw. 9 sind die Ergebnisse als Funktion des dynamischen Druckes aufgetragen. Zu jedem Meßpunkt gehört eine dynamische Temperatur  $T$  zum Zeitpunkt der Blasenentstehung, die sich aus der statischen Temperatur  $T_s$  und der nach Formel (60) bzw. (63) berechneten Temperaturabsenkung  $\Delta T$  ergibt. Bei fester Temperatur  $T_s$  und festem statischem Druck  $p_s$  liegen die Meßpunkte in erster Näherung auf einer Geraden. Die in Abb. 8 und Abb. 9 eingezeichneten Geraden wurden nach der Methode kleinster Fehlerquadrate an die Meßwerte angepaßt. Die dynamischen Temperaturen auf den Geraden nehmen mit wachsendem dynamischem Druck  $p$  zu. In dem durch Meßwerte belegten Bereich jeder Geraden sind die Temperaturänderungen relativ gering - maximal  $0,1^{\circ}$  K - , so daß man jede Gerade durch eine mittlere dynamische Temperatur  $\bar{T}$  charakterisieren kann.

Die Steigung der zu verschiedenen Temperaturen  $\bar{T}$  gehörenden Geraden ist nicht konstant. Im Wasserstoff ändert sie sich von  $-29,4 \text{ b/cm} \cdot \text{kp/cm}^2$  bei  $24,79^{\circ}$  K auf  $-76,9 \text{ b/cm} \cdot \text{kp/cm}^2$  bei  $27,73^{\circ}$  K. Im Falle von Deuterium beträgt die Steigung bei  $29,69^{\circ}$  K  $-11,4 \text{ b/cm} \cdot \text{kp/cm}^2$ , während man bei  $31,69^{\circ}$  K  $-30,8 \text{ b/cm} \cdot \text{kp/cm}^2$  mißt. Allgemein haben die Geraden im Wasserstoff eine wesentlich größere Steilheit als im Deuterium.

Extrapolation der Geraden zu einer Blasendichte  $b = 0$  liefert eine extrapolierte Blasengrenze. Inwieweit diese Grenze mit der

tatsächlichen Blasengrenze übereinstimmt, läßt sich durch Vergleich mit den Ergebnissen der visuellen Methode zur Messung der Blasengrenze<sup>37)</sup> feststellen, wie sie zur Bestimmung der Drucksondeneichfaktoren in Abschnitt 3.2.3 (Abb. 5 und Abb. 6) benutzt wurde.

Für Wasserstoff stimmen beide Blasengrenzen innerhalb der Fehler überein. Im Deuterium liegt die visuelle Grenze um etwa  $0,3 \text{ kp/cm}^2$  über der extrapolierten Blasengrenze. Dies deutet auf ein nicht lineares Verhalten der Druckabhängigkeit der Blasendichte im Bereich sehr kleiner Blasendichten, d. h. zwischen 0 und 5 Blasen pro cm, hin, wie es auch schon im Propan gefunden wurde. Für Wasserstoff lassen sich die gemessenen Blasendichten aus Abb. 8 vergleichen mit einigen Meßpunkten von Biswas et al.<sup>25)</sup>. Sie stimmen mit diesen innerhalb der Meßfehler überein.

Die visuelle Blasengrenze wie auch die extrapolierte Blasengrenze sind in  $p, T$ -Diagrammen dargestellt, in Abb. 10 für Wasserstoff und in Abb. 11 für Deuterium. Außerdem enthalten diese Abbildungen Punkte gleicher Blasendichte für verschiedene dynamische Temperaturen. Diese Punkte wurden aus den Abbildungen 8 bzw. 9 durch Interpolation gewonnen. An die Punkte gleicher Blasendichte sind Parabeln optimal angepaßt, die alle durch den kritischen Punkt laufen. Sie haben die Form

$$(64) \quad p = p_c + a \cdot (T - T_c) + b \cdot (T - T_c)^2$$

$p_c$  = kritischer Druck

$T_c$  = kritische Temperatur

Die Größen  $p_c$  und  $T_c$  sowie die Parameter  $a$  und  $b$  für die Blasengrenzen sind in Tabelle IV angegeben.

Allgemein verlaufen die Kurven gleicher Blasendichte im Deuterium etwas flacher als im Wasserstoff. Die Abstände der Kurven bei festem Unterschied in der Blasendichte sind im Deuterium wesentlich größer. Daraus folgt, daß im Deuterium eine größere Druckabsenkung erforderlich ist, um eine hohe Blasendichte zu erreichen. Umgekehrt wirken sich Schwankungen des dynamischen Druckes und der dynamischen Temperatur zum Zeitpunkt des Strahleintrittes im Deuterium weniger auf die Blasendichte aus als im Wasserstoff.

#### 4.1.2 Der Vergleich mit der Theorie

Die Ergebnisse der Blasendichtemessung aus den Abbildungen 10 und 11 können mit den theoretischen Ansätzen aus den Abschnitten 2.1.3 bis 2.1.6 verglichen werden. Für die Berechnung der Blasenbildungsenergien nach den Formeln (10) und (21) wurden die Stoffkonstanten aus Tabelle I bzw. Tabelle II verwendet. Der kinetische Anteil ( $E_0$ ) wurde mit den Parametern  $\alpha = 1,4$  und  $\nu = 2,5$  berechnet.

Über Formel (13) wurden die theoretischen Blasendichten  $b_{E_1+E_2+E_3}$  für den quasistatischen Ansatz und  $b_{E_0+E_1+E_2+E_3}$  für den kinetischen Ansatz bestimmt. In den Tabellen V und VI sind die Ergebnisse mit den experimentellen Meßwerten verglichen.

Der Vergleich zeigt, daß die Theorie in jedem Fall zu hohe Blasendichten liefert. Der kinetische Ansatz bringt zwar eine gewisse Verbesserung gegenüber dem statischen Fall. Die theoretischen Blasendichten sind aber immer noch um einen Faktor 2 bis 5 zu groß. Auch wird der qualitative Verlauf der Blasendichte als Funktion der Temperatur und des Druckes nicht richtig wiedergegeben. Für den statischen Ansatz ist dieses Verhalten nicht verwunderlich, da seine Voraussetzungen im Experiment sicher nicht erfüllt sind. Der kinetische Ansatz

birgt durch die geringe Kenntnis des ursprünglichen Wachstumsprozesses zu große Unsicherheiten in sich, die in den relativ willkürlichen Faktoren  $\alpha$  und  $\nu$  sowie in der Ausbreitungszeit  $t_c$  zum Ausdruck kommen.

Eine besondere Eigenschaft des Blasenbildungsprozesses zeigt sich in den Abbildungen 12 und 13. Hier wurde der kritische Radius  $R_c$  nach Formel (4) für verschiedene Temperaturen als Funktion des Druckes  $p$  aufgetragen. Anschließend wurden aus den Diagrammen 10 und 11 für diese Temperaturen Punkte gleicher Blasendichte eingetragen. Sie lassen sich in den Abbildungen 12 und 13 leicht als Geraden darstellen. Wie man sieht, verlaufen diese Linien gleicher Blasendichte nahezu horizontal.

Allgemein ist die Blasendichte  $b$  eine Funktion des Druckes  $p$  und der Temperatur  $T$ ;  $b = b(p, T)$ . Explizit muß sie auch vom kritischen Radius abhängen, weil er eine Grenze für die notwendige Energiezufuhr darstellt; daher gilt  $b = b(R_c(p, T), p, T)$ . Die Abbildungen 12 und 13 zeigen nun, daß die Blasendichte näherungsweise nur vom kritischen Radius abhängt, also  $b = b(R_c(p, T), p, T) \approx b(R_c(p, T))$ .

Eine Betrachtung der Formeln (10) und (21) zeigt, daß mit Ausnahme des vernachlässigbaren Energieanteils  $E_3$  der Druck  $p$  nirgends explizit, sondern nur indirekt über den kritischen Radius  $R_c$  eingeht. Die Temperatur geht jedoch in alle Stoffkonstanten ein, am stärksten über die Relaxationszeit  $\tau_c$ , deren Quadrat in Formel (21) berücksichtigt werden muß. Über den gesamten Temperaturbereich kann  $\tau_c$  im Wasserstoff zu einer Änderung der Werte von Formel (21) um 38 % führen, in Deuterium beträgt die maximale Änderung 21 %. Da das Einsetzen der Relaxationszeit  $\tau_c$  für die Wärmeausbreitung über das Volumen

der kritischen Blase wegen des explosionsartigen Vorganges des primären Blasenwachstums relativ willkürlich ist, wurde die effektive Wärmeausbreitungszeit  $t_{c,eff}$ , wie von anderen Autoren<sup>20)</sup> vorgeschlagen, durch Anpassung an die Meßwerte bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 14 bzw. Abb. 15 dargestellt.

Für jede mittlere Temperatur  $\bar{T}$  zeigt  $t_{c,eff}$  ein druckabhängiges Verhalten. In erster Näherung läßt sich jedoch die effektive Wärmeausbreitungszeit durch eine Konstante beschreiben, die für Wasserstoff den Wert

$$\bar{t}_{c,eff} = 0,53 + 0,19 - 0,12 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

und für Deuterium den Wert

$$\bar{t}_{c,eff} = 0,79 + 0,18 - 0,26 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

hat. Dieses gemessene  $\bar{t}_{c,eff}$  ist um einen Faktor 3 bis 10 niedriger als die Relaxationszeit, was das Bild des explosionsartigen primären Wachstums unterstützt, jedoch im Falle von Wasserstoff um einen Faktor 3,5 größer als der von Fabian et al.<sup>20)</sup> bei etwa 27° K gemessene Wert.

Wie gut die Darstellung der Wärmeausbreitungszeit durch eine Konstante für alle Temperaturen und Drücke ist, läßt sich aus den Tabellen V und VI ansehen, wo die mit Hilfe des  $\bar{t}_{c,eff}$  berechneten Blasendichten eingetragen sind. Sie zeigen recht gute Übereinstimmung mit den Meßwerten.

## 4.2 Blasenwachstum

### 4.2.1 Die experimentellen Ergebnisse

Das Wachstum der Blasen im makroskopischen Bereich ( $R \gg R_c$ ) wurde bei denselben statischen Temperaturen  $T_s$  gemessen wie die Blasendichte. Die adiabatischen Temperaturänderungen wurden

wiederum nach Formel (60) für Wasserstoff bzw. Formel (63) für Deuterium berechnet.

Bei fester Temperatur  $T_s$  und festem Druck  $p_s$  sind die Unterschiede in der dynamischen Temperatur  $T$  im empfindlichen Bereich der Flüssigkeit gering, so daß auch hier wieder die Meßpunkte nach mittleren dynamischen Temperaturen  $\bar{T}$  geordnet werden können. Die Abbildungen 16 bis 19 zeigen die gemessenen Blasendurchmesser für Wasserstoff, die Abbildungen 20 bis 22 für Deuterium, jeweils für einen Bereich der Wachstumszeit zwischen 0 ms und 9 ms.

Allgemein läßt sich feststellen, daß die Wachstumsgeschwindigkeit  $\frac{dR}{dt}$  mit der Wachstumszeit abnimmt. Bis etwa 5 ms können die Meßwerte durch eine Funktion

$$(65) \quad R = (A + B \cdot t) \cdot \sqrt{t}$$

dargestellt werden<sup>29)</sup>.

Für kleine Zeiten ist diese Formel identisch mit dem Wachstumsgesetz von Plesset und Zwick<sup>9)</sup>, Gleichung (38). Die Formel (65) ist zunächst ein rein empirischer Ansatz. Sie hat jedoch ihre Begründung darin, daß der dynamische Druck in der Blasenkommer nur für kurze Zeit ( $\sim 1$  ms) etwa als konstant angesehen werden kann (siehe Abb. 3). Bei längeren Wachstumszeiten steigt der Druck  $p$  als Funktion der Zeit  $t$ , so daß mit einer Änderung des reinen  $\sqrt{t}$ -Verhaltens gerechnet werden muß.

Den zeitlich veränderlichen Bedingungen für das Blasenwachstum wurde dadurch Rechnung getragen, daß eine Zeitabhängigkeit in den Wachstumsfaktor des  $\sqrt{t}$ -Gesetzes eingeführt wurde.

Die Parameter A und B wurden den Meßpunkten in den Abbildungen 16 bis 22 nach kleinsten Fehlerquadraten angepaßt und sind in Tabelle VII für Wasserstoff und in Tabelle VIII für Deuterium enthalten. Der Faktor A kann direkt mit dem Faktor von Plesset und Zwick verglichen werden. Der Faktor B ist in der Regel negativ.

Den Wachstumsfaktor A als Funktion des dynamischen Druckes  $p$  bei verschiedenen mittleren Temperaturen  $\bar{T}$  geben die Abbildungen 23 bzw. 24 wieder. Die Diagramme zeigen ein starkes Anwachsen von A mit abnehmendem Druck, das bei niedrigen Temperaturen stärker ist als bei hohen Temperaturen. Die größten Blasendurchmesser sind bei niedrigen Temperaturen erreicht worden. So mißt man z.B.  $2 R = 1,3$  mm bei  $24,77^\circ$  K und  $25,68^\circ$  K im Wasserstoff. Die Wachstumszeit für diese Durchmesser beträgt hier allerdings schon etwa 8 ms, was für praktische Zwecke nicht mehr brauchbar ist. Bei vernünftigen Wachstumszeiten bis etwa 4 ms kann man jedoch Blasen von einem Durchmesser von 0,9 mm erreichen. Im Deuterium ist die gemessene Wachstumsrate schwächer als im Wasserstoff. Die größten Durchmesser liegen hier bei 0,7 mm und einer Wachstumszeit von 5 bis 8 ms.

Ogleich man die größten Durchmesser bei niedrigen Temperaturen mißt, deuten die experimentellen Kurven in Abb. 23 und Abb. 24 an, daß man bei gleichem Druck prinzipiell bei höheren Temperaturen noch stärkeres Wachstum bekommen könnte. Praktisch ist das jedoch nicht möglich, da man bei höheren Temperaturen nicht den niedrigen Druck wie bei den tiefen Temperaturen erreicht. Dies hat seinen Grund darin, daß gewöhnliche Blaskammern, wie sie für die Hochenergiephysik verwendet werden, nicht als "saubere" Kammern betrachtet werden können, bei denen sich nur Blasen entlang der Teilchenbahnen bilden. In der Praxis setzt nach Unterschreiten des Dampfdruckes in einer Blaskammer spontanes Sieden an den Wänden und an rauhen Stellen ein, das mit zunehmendem Überhitzungsgrad der Kammer zur

Verdampfung beträchtlicher Flüssigkeitsmengen führt, wodurch die maximale Druckabsenkung während der Expansion beschränkt wird<sup>38)</sup>. Außerdem sind in der Regel die Expansionsysteme in der maximalen Amplitude und der maximalen Kolbengeschwindigkeit begrenzt, so daß sie das spontane Sieden nicht überspielen können.

#### 4.2.2 Der Vergleich mit der Theorie

Neben den Meßwerten sind in den Abbildungen 23 und 24 auch die theoretischen Wachstumsfaktoren nach Formel (39) aus der Theorie von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> eingezeichnet. Sie wurden mit Hilfe der Stoffkonstanten für Wasserstoff und Deuterium aus Tabelle I und Tabelle II berechnet. Die Temperatur der Flüssigkeit  $T_{Fl}$  ist identisch mit der dynamischen Temperatur  $T$  während des Blasenwachstums. Die Temperatur der Blase  $T_B$  ergibt sich über die Dampfdruckkurve aus dem dynamischen Druck  $p$ . Da für das Blasenwachstum stets der Elektronenstrahl im Minimum der Expansionskurve eingeschossen wurde, sollte wenigstens für kleine Wachstumszeiten ein annähernd konstanter Druck vorhanden sein - eine Voraussetzung für die Anwendbarkeit von Formel (39).

Der Vergleich mit den gemessenen Werten sowohl in Tabelle VII und VIII als auch in den Abbildungen 23 und 24 zeigt, daß die Theorie das Temperatur- und Druckverhalten qualitativ richtig wiedergibt. Eine quantitative Übereinstimmung ist jedoch nicht vorhanden. Die experimentellen Werte liegen durchweg wesentlich über den theoretischen. Abb. 25 zeigt das Verhältnis der experimentellen und theoretischen Wachstumsfaktoren sowohl für Wasserstoff als auch für Deuterium. Auch hier wird die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment über den gesamten Temperaturbereich deutlich sichtbar. Aufgrund der Abb. 25 kann man eine Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses  $A_{exp.}/A_{theor.}$

nicht ausschließen. Jedoch läßt sich bei der Größe der Fehler, die in der Ungenauigkeit der Druckmessung begründet liegen, die wiederum stark in die Theorie ein- geht, dieses Verhältnis nur durch eine Konstante für alle Temperaturen wiedergeben. Für Wasserstoff erhält man

$$A_{\text{exp.}} / A_{\text{theor.}} = 1,68 \begin{matrix} + 0,29 \\ - 0,22 \end{matrix}$$

für Deuterium

$$A_{\text{exp.}} / A_{\text{theor.}} = 1,77 \begin{matrix} + 0,21 \\ - 0,13 \end{matrix}$$

Beide Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein, so daß man für Wasserstoff und Deuterium mit einem gemeinsamen Faktor

$$A_{\text{exp.}} / A_{\text{theor.}} = 1,72 \begin{matrix} + 0,26 \\ - 0,23 \end{matrix}$$

rechnen kann.

Die Diskrepanz zwischen der Theorie von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> und dem Experiment kann nicht durch den Auftrieb erklärt werden, wie er in Formel (52) berücksichtigt wird<sup>19)</sup>. Die Analyse dieser Formel zeigt, daß der Auftrieb die Wachstumsrate bei sehr kleinen Wachstumszeiten überhaupt nicht beeinflusst und hier also keine Verbesserung bringen kann. Im übrigen ist sein Einfluß im Bereich der gemessenen Punkte selbst bei Wachstumszeiten von einigen Millisekunden klein. Eine Überprüfung der Beziehung (45) ergibt, daß für alle Meßpunkte im Wasserstoff und im Deuterium  $a \cdot t \leq 2 \cdot 10^{-1} \ll 1$  gilt. Aus Gleichung (49) folgt dann, daß man selbst im ungünstigen Fall schnellen Wachstums der Blasen noch bis etwa eine Millisekunde lang laminare Strömung vorliegen hat. Damit ist auch Gleichung (53) anwendbar, aus der der geringe Einfluß des Auftriebs klar ersichtlich ist.

Der Grund für die schlechte Übereinstimmung von Theorie und Experiment kann in den einschränkenden Voraussetzungen liegen, die bei der Ableitung der Theorie gemacht wurden. So wurden zum Beispiel alle Stoffparameter, die in Gleichung (29) eingehen, als zeitlich konstant und insbesondere auch temperaturunabhängig angesehen. Nun ist aber die Temperaturverteilung in der Umgebung der Blase nach Formel (39) zeitabhängig, womit auch alle Flüssigkeitseigenschaften in der Umgebung der Blase, wie etwa  $k$ ,  $c_p$  und  $\rho_{FL}$ , zeitabhängig werden.

Leider läßt sich das Gleichungssystem für das Blasenwachstum nicht mehr lösen, wenn man alle Stoffkonstanten temperaturabhängig ansetzt<sup>40)</sup>. Sicher wird das Ergebnis durch diese Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit beeinflusst. Eine grobe Abschätzung im Falle der am meisten temperaturabhängigen Stoffeigenschaft  $c_p$  liefert im fraglichen Temperaturbereich eine maximale Änderung des Wachstumsfaktors um 10 %. Auf keinen Fall ließe sich jedoch dadurch eine Abweichung von 70 % der experimentellen Werte gegenüber den theoretischen erklären.

5. Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt systematische Messungen der Blasendichte und des Blasenwachstums in einem Temperaturbereich zwischen  $24,5^{\circ}$  K und  $28,0^{\circ}$  K für Wasserstoff, sowie zwischen  $29,5^{\circ}$  K und  $32,0^{\circ}$  K für Deuterium. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- a) Die gemessene Blasendichte  $b$  läßt sich bei fester Temperatur  $T$  als lineare Funktion des Druckes  $p$  darstellen, ausgenommen in einem Bereich sehr kleiner Blasendichten. Die Steigungen der Geraden für verschiedene Temperaturen im  $b,p$ -Diagramm nehmen mit der Temperatur zu.
- b) Die Nichtlinearität der Blasendichte  $b$  als Funktion des Druckes bei sehr kleinen Blasendichten ist im Deuterium stärker ausgeprägt als im Wasserstoff.
- c) Punkte gleicher Blasendichte in einem  $p,T$ -Diagramm lassen sich darstellen durch Parabeln, die durch den kritischen Punkt laufen. Insbesondere gilt dies für die Blasengrenze  $b = 0$ .
- d) Im Wasserstoff ist die Blasendichte empfindlicher gegen Druck- und Temperaturschwankungen als im Deuterium.
- e) Weder die quasistatische noch die kinetische Theorie der Blasenbildung liefern gute Übereinstimmung mit den Messungen.
- f) Die gemessene Blasendichte ist praktisch nur eine Funktion des kritischen Radius. Sie hängt kaum noch explizit von der Temperatur und dem Druck ab.

- g) Die Einführung einer temperatur- und druckunabhängigen effektiven Wärmeausbreitungszeit  $t_{\text{eff}}$  in die Blasenbildungstheorie gibt für Wasserstoff und Deuterium gute Übereinstimmung mit dem Experiment.
- h) Im Bereich makroskopischen Blasenwachstums lassen sich die gemessenen Blasenradien darstellen als Funktion  $R = (A + B \cdot t) \cdot \sqrt{t}$ . B stellt eine empirische Korrektur des Gesetzes von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> dar, und berücksichtigt kleine Druckänderungen während des Wachstums.
- i) Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der gemessenen Wachstumsfaktoren A wird durch die Theorie von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> qualitativ richtig wiedergegeben.
- k) Quantitativ liefert die Formel von Plesset und Zwick<sup>9)</sup> keine Übereinstimmung mit den Meßwerten.
- l) Das Verhältnis von experimentellen und theoretischen Wachstumsfaktoren beträgt für Wasserstoff  $1,68 \pm 0,29$ , für Deuterium  $1,77 \pm 0,21$ , jeweils gemittelt über dem gemessenen Temperaturbereich.

Für zukünftige Messungen der Blasendichte und des Blasenwachstums wird es notwendig sein, die Meßgenauigkeit weiter zu verbessern. Das gilt insbesondere für die Messung des dynamischen Druckes, der in alle theoretischen Berechnungen entscheidend eingeht. Mit höherer Meßgenauigkeit wäre es evtl. möglich, aus der genauen Druck- und Temperaturabhängigkeit der Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment auf die eigentlichen Ursachen für die Unterschiede zu schließen.

Weiterhin wird es von Bedeutung sein, die Wachstumsmessungen zu kleineren Wachstumszeiten hin auszudehnen. Mit optischen

Verfahren der Messung der Blasengröße stößt man dabei schnell auf die Grenze der optischen Auflösung. In jüngster Zeit ist jedoch eine Methode entwickelt und auch schon getestet worden, die es ermöglicht, Blasendurchmesser durch die Absorption von Energie in Ultraschallfeldern zu messen<sup>35)</sup>. Theoretische Grundlagen liegen schon seit längerer Zeit vor<sup>18)</sup>. Mit dieser Methode kann es möglich sein, Blasen von der Größenordnung  $10^{-4}$  cm zu erfassen. Es wird dabei interessant sein festzustellen, ob auch in diesem Bereich die Vorstellung von rein auf Wärmeleitung basierendem Wachstum richtig ist.

Schließlich kann man hoffen, daß neue Anstrengungen unternommen werden, um die Theorie der Blasenbildung und des Blasenwachstums weiterzuentwickeln. So wird es nötig sein, den Prozeß des adiabatischen Wachstums von der Größe der Urblase zur kritischen Blase neu zu überdenken. Auch die Berücksichtigung der Temperatur- und Zeitabhängigkeiten der Parameter für das Wachstum wird von Nutzen sein.

6. Literaturverzeichnis

1. M. Volmer, Kinetik der Phasenbildung, Dresden (1939)
2. D. A. Glaser, Phys. Rev. 87, 665 (1952)
3. M. S. Plesset and S. A. Zwick, J. Appl. Phys. 23, 95 (1952)
4. B. Rossi, High Energy Particles, (1952)
5. D. A. Glaser, Phys. Rev. 91, 762 (1953)
6. R. H. Hildebrand and D. E. Nagle, Phys. Rev. 92, 517 (1953)
7. H. K. Foster and N. Zuber, J. Appl. Phys. 25, 474 (1954)
8. D. A. Glaser, Suppl. No. 2 Nuovo Cimento 11, Serie 9, 361 (1954)
9. M. S. Plesset and S. A. Zwick, J. Appl. Phys. 25, 493 (1954)
10. J. G. Wood, Phys. Rev. 94, 731 (1954)
11. D. A. Glaser and D. C. Rahm, Phys. Rev. 97, 477 (1955)
12. J. L. Brown, D. A. Glaser and M. L. Perl, Phys. Rev. 102, 586 (1956)
13. I. A. Pless and R. J. Plano, Rev. Sci. Instr. 27, 935 (1956)
14. D. A. Glaser, Handbuch d. Physik 45, 316 (1958)
15. F. Seitz, Phys. Fluids 1, 2 (1958)
16. D. V. Bugg, Progr. Nucl. Phys. 7, 1 (1959)
17. T. Johanson, Arkiv för Fysik 19, 397 (1961)
18. G. T. Trammel, J. Appl. Phys. 33, 1662 (1962)
19. Yu. A. Aleksandrov, G. S. Voronov and NB. Delone, Pribory i Tekhnika Experimenta 2, 41 (1963)
20. B. N. Fabian, R. L. Place, W. A. Riley and W. H. Sims and V. P. Kenney, Rev. Sci. Instr. 34, 484 (1963)
21. A. G. Tenner, Nucl. Instr. and Meth. 22, 1 (1963)
22. L. A. Skinner and S. G. Bankoff, Phys. Fluids 7, 1 (1964)
23. T. Johanson, Arkiv för Fysik 28, 461 (1965)

24. L. A. Skinner and S. G. Bankoff,  
Phys. Fluids 8, 1417 (1965)
25. N. N. Biswas, N. M. Cason, I. Derado,  
V. P. Kenney, J. A. Poirier, W. D. Shephard  
and Sr. E. M. Clinton, Proceedings of Instr.  
Conf., S. 145 (1966)
26. L. D. Landau, E. M. Lifschitz, Lehrbuch d.  
theoretischen Physik, Bd. VI, (1966)
27. W. D. Shephard, Argonne National Laboratory,  
8/25/66, unveröffentlicht
28. R. Florent, C. Gelès, G. Harigel, H. Leutz,  
F. Schmeissner, I. Tischhauser and G. Horlitz,  
S. Wolff, and H. Filthuth, Nucl. Instr. and  
Meth. 56, 160 (1967)
29. G. Harigel, G. Horlitz, S. Wolff,  
DESY 67/14 (1967)
30. G. Harigel, G. Horlitz and S. Wolff,  
Proceedings of International Colloquium on  
Bubble Chambers, Heidelberg, S. 389 (1967)
31. P. Kunkel, Dissertation, Würzburg (1967)
32. J. E. Jensen, R. B. Stewart, W. A. Tuttle,  
Brookhaven National Laboratory BNL 10200 (1967)
33. Proceedings of International Colloquium on  
Bubble Chambers, Heidelberg, S. 96 ff, (1967)
34. A. Rogers, Interner CERN-Bericht, NPA 67-9, (1967)
35. A. Rogers, private Mitteilung (1967)
36. Cryogenic Data Book, UCRL - 34-21
37. G. Horlitz, S. Wolff and G. Harigel,  
DESY 68/30 (1968)
38. G. Horlitz, S. Wolff and G. Harigel,  
DESY 68/43 (1968)
39. G. Horlitz, S. Wolff and G. Harigel,  
DESY 68/45 (1968)
40. L. G. Tkachev, Dubna JINR P 13-3726, 1 (1968)

7. Verzeichnis der Tabellen

- Tabelle I : Die thermodynamischen Eigenschaften von Wasserstoff. (Die mit einem \* gekennzeichneten Werte sind durch Extrapolation der Meßwerte hervorgegangen.)
- Tabelle II : Die thermodynamischen Eigenschaften von Deuterium (siehe Bemerkung zu Tabelle I).
- Tabelle III : Die Parameter der Blasenbildungstheorie.
- Tabelle IV : Parameter der Parabeln gleicher Blasendichte in Wasserstoff und Deuterium.
- Tabelle V : Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Blasendichten in Wasserstoff.
- Tabelle VI : Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Blasendichten in Deuterium.
- Tabelle VII : Blasenwachstum in Wasserstoff
- Tabelle VIII : Blasenwachstum in Deuterium

8. Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Die Blaskammer
- Abb. 2 Die Elemente der Blaskammer
- Abb. 3 Typische Druckkurve der Blaskammer
- Abb. 4 Die Meßanordnung
- Abb. 5 Bestimmung des Drucksondeneichfaktors für Messungen in Wasserstoff
- Abb. 6 Bestimmung des Drucksondeneichfaktors für Messungen in Deuterium
- Abb. 7 Extrapolation der spezifischen Wärmen für Deuterium in Analogie zu den Daten für Wasserstoff
- Abb. 8 Blasendichte als Funktion des Druckes in Wasserstoff (bei einigen Druckwerten ist doppelt gemessen worden).
- Abb. 9 Blasendichte als Funktion des Druckes in Deuterium (bei Meßpunkten, die mit • gekennzeichnet sind, wurde der Elektronenstrahl vor dem Druckminimum (s. Abb. 3) eingeschossen. Mit o gekennzeichnete Meßpunkte beziehen sich auf einen Einschuß des Strahls nach dem Druckminimum)
- Abb. 10 Blasendichten in einem p,T-Diagramm für Wasserstoff
- Abb. 11 Blasendichten in einem p,T-Diagramm für Deuterium
- Abb. 12 Der kritische Radius in Wasserstoff
- Abb. 13 Der kritische Radius in Deuterium
- Abb. 14 Effektive Wärmeausbreitungszeit  $t_{\text{eff}}$  in Wasserstoff
- Abb. 15 Effektive Wärmeausbreitungszeit  $t_{\text{eff}}$  in Deuterium
- Abb. 16 Blaskwachstum in Wasserstoff
- Abb. 17 Blaskwachstum in Wasserstoff
- Abb. 18 Blaskwachstum in Wasserstoff
- Abb. 19 Blaskwachstum in Wasserstoff
- Abb. 20 Blaskwachstum in Deuterium
- Abb. 21 Blaskwachstum in Deuterium

Abb.	22	Blasenwachstum in Deuterium
Abb.	23	Der Blasenwachstumsfaktor in Wasserstoff
Abb.	24	Der Blasenwachstumsfaktor in Deuterium
Abb.	25	Vergleich zwischen experimentellem und theoretischem Blasenwachstum in Wasserstoff und Deuterium

9. Danksagung

Ich danke Herrn Professor M. W. Teucher für die Möglichkeit, diese Arbeit anfertigen zu können und für die großzügige Bereitstellung von Experimentierzeit und Experimentiermaterial. Danken möchte ich auch Herrn Professor E. Lohrmann für seine ständige Unterstützung der Experimente.

Zu ganz besonderem Dank bin ich Herrn Dr. G. Horlitz verpflichtet, der durch unermüdlichen, persönlichen Einsatz das Gelingen der Experimente an der Blasenammer ermöglichte und dem ich viele Ideen und Anregungen verdanke. Mein Dank gilt ebenso Herrn Dr. G. Harigel für viele lebhaft und nützliche Diskussionen und für seine Mitarbeit bei der Durchführung von Experimenten.

Herrn Professor M. Scheer und Herrn Dr. P. Kunkel danke ich für einige interessante Gespräche.

Dank gebührt auch Frl. I. Kurth, Frl. S. Nolte und Herrn R. Lange für viele mühsame Blasenmessungen, Herrn N. Patel für die sorgfältige Anfertigung von Zeichnungen. Danken möchte ich weiterhin der gesamten Blasenammergruppe, Ingenieuren und Technikern, für ihre Hilfe bei der technischen Durchführung der Experimente.

Ich danke der Synchrotron-Betriebsgruppe und der Strahlführungsgruppe für die Bereitstellung des Strahls. Dank auch den Mitgliedern des Rechenzentrums, die für eine einwandfreie Behandlung der Rechenprogramme gesorgt haben.

TABELLE I

Die thermodynamischen Eigenschaften von (Para-)Wasserstoff<sup>27,32)</sup>

T	$p_D$	$\rho_{Fl}$	$\rho_D$	k	$c_p$	L	$\eta$	$\sigma$
$^{\circ}K$	atm	$gmol/cm^3 \cdot 10^2$	$gmol/cm^3 \cdot 10^5$	$cal/cms^{\circ}K \cdot 10^4$	$cal/g^{\circ}K$	$cal/gmol$	$g/cms \cdot 10^6$	$g/s^2$
15	0,132	3,770	11,04	2,537	1,669	218,03	221,3	2,792
16	0,212	3,726	16,78	2,593	1,769	218,40	197,5	2,627
17	0,325	3,679	24,40	2,649	1,887	218,36	177,7	2,462
18	0,475	3,631	34,20	2,705	2,013	217,85	160,5	2,299
19	0,672	3,580	46,53	2,761	2,140	216,78	147,0	2,136
20	0,922	3,526	61,76	2,817	2,270	215,12	135,4	1,973
21	1,233	3,469	80,30	2,872	2,429	212,76	125,3	1,811
22	1,612	3,409	102,7	2,928	2,589	209,57	116,1	1,651
23	2,069	3,344	129,6	2,984	2,787	205,67	108,1	1,491
24	2,610	3,274	161,5	3,040	2,993	200,81	100,8	1,333
25	3,245	3,199	199,3	3,095	3,243	194,86	93,5	1,175
26	3,981	3,117	244,1	3,151	3,532	187,71	87,2	1,019
27	4,828	3,026	297,6	3,207	3,905	179,01	83,1*	0,864
28	5,793	2,925	362,0	3,262	4,433	168,67	79,0*	0,711
29	6,886	2,810	440,8	3,318	5,174	155,90	73,5*	0,560
30	8,117	2,675	540,1	3,374	6,426	140,15	68,0*	0,411
31	9,500	2,509	671,7	3,430	8,869	119,82	62,5*	0,266

TABELLE II

Die thermodynamischen Eigenschaften von (Normal-)Deuterium<sup>32,36)</sup>

T °K	p <sub>D</sub> atm	ρ <sub>F1</sub> gmol/cm <sup>3</sup> ·10 <sup>2</sup>	ρ <sub>D</sub> gmol/cm <sup>3</sup> ·10 <sup>5</sup>	k <sub>F1</sub> cal/cms°K·10 <sup>4</sup>	c <sub>p</sub> cal/g°K	L cal/gmol	η g/cms·10 <sup>6</sup>	σ g/s <sup>2</sup>
19	0,1913	4,302	12,49	2,964	1,207	307*	488	3,98
20	0,2891	4,250	18,18	3,016	1,266	305*	420	3,80
21	0,4218	4,196	25,65	3,063	1,313	302*	374	3,62
22	0,5965	4,139	35,21	3,114	1,385	299*	339	3,44
23	0,8204	4,081	47,23	3,164	1,445	295	310	3,26
24	1,1012	4,017	62,14	3,211	1,509	290	284	3,08
25	1,4463	3,950	80,40	3,262	1,594*	285	263*	2,90*
26	1,8635	3,880	102,56	3,312	1,691*	280	244*	2,72*
27	2,3605	3,806	129,24	3,360	1,790*	274	225*	2,52*
28	2,9453	3,734	161,19	3,410	1,914*	267	207*	2,33*
29	3,6263	3,654	199,32	3,458	2,048*	259	195*	2,13*
30	4,4121	3,570	244,71	3,508	2,210*	251	181*	1,94*
31	5,3123	3,478	298,77	3,556*	2,408*	241	167*	1,74*
32	6,3367	3,379	363,28	3,606*	2,637*	230	155*	1,52*
33	7,4959	3,270	440,67	3,654*	2,990*	217	144*	1,31*
34	8,8009	3,150	534,40	3,704*	3,478*	201	130*	1,09*
35	10,2632	3,009	649,92	3,751*	4,076*	183	118*	0,86*

TABELLE III

## Die Parameter der Blasenbildungstheorie

T °K	Wasserstoff				Deuterium			
	A <sub>0</sub> erg/cm <sup>1,8</sup>	A g/s <sup>2</sup>	B erg/cm <sup>3</sup> 10 <sup>-7</sup>	C KeV/cm	A <sub>0</sub> erg/cm <sup>1,8</sup>	A g/s <sup>2</sup>	B erg/cm <sup>3</sup> 10 <sup>-7</sup>	C KeV/cm
24	4,511	64,40	5,685	10,056				
25	4,042	64,09	6,808	9,825				
26	3,585	63,61	8,032	9,574				
27	3,106	63,11	9,339	9,294				
28	2,553	62,42	10,704	8,984				
29					5,836	97,83	9,05	11,23
30					5,244	97,89	10,77	10,97
31					4,615	103,67	12,62	10,68
32					4,042	105,56	14,65	10,38

TABELLE IV

## Parameter der Parabeln gleicher Blasendichte in Wasserstoff und Deuterium

Blasendichte $\text{cm}^{-1}$	Wasserstoff				Deuterium			
	$T_c = 32,976^\circ \text{K}, p_c = 13,180 \text{ kp/cm}^2$				$T_c = 38,35^\circ \text{K}, p_c = 16,45 \text{ kp/cm}^2$			
	a		b		a		b	
	$\text{kp/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$		$\text{kp/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2$		$\text{kp/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$		$\text{kp/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2$	
0(visuell)	2,039	$\pm 0,006$	0,0768	$\pm 0,0008$	2,374	$\pm 0,012$	0,0853	$\pm 0,0016$
0(extrap.)	2,044	$\pm 0,04$	0,077	$\pm 0,005$	2,431	$\pm 0,07$	0,088	$\pm 0,009$
5					2,359	$\pm 0,07$	0,074	$\pm 0,009$
10	2,042	$\pm 0,04$	0,072	$\pm 0,005$	2,475	$\pm 0,17$	0,087	$\pm 0,019$
15					2,444	$\pm 0,14$	0,079	$\pm 0,019$
20	2,047	$\pm 0,04$	0,068	$\pm 0,005$	2,436	$\pm 0,14$	0,075	$\pm 0,019$
25								
30	2,140	$\pm 0,08$	0,079	$\pm 0,012$				
35								
40	2,132	$\pm 0,08$	0,073	$\pm 0,012$				
45								
50	2,079	$\pm 0,14$	0,059	$\pm 0,024$				

TABELLE V

Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Blasendichten in Wasserstoff

T	p	$b_{\text{exp.}}$	$b_{E_1+E_2+E_3}$	$b_{E_0+E_1+E_2+E_3}$	$b_{t_c} = \text{const.} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{s}$
$^{\circ}\text{K}$	kp/cm <sup>2</sup>	cm <sup>-1</sup>	cm <sup>-1</sup>	cm <sup>-1</sup>	cm <sup>-1</sup>
24,77	0,93	20 ± 2	94,8	78,8	21,6
24,79	1,26	10 ± 1	64,4	54,6	10,0
25,71	1,55	40 ± 4	123,9	104,4	43,8
25,74	1,83	30 ± 3	92,3	78,9	25,5
25,76	2,11	20 ± 2	64,9	56,4	13,1
25,79	2,39	10 ± 1	43,6	38,5	6,0
26,72	2,50	50 ± 5	143,2	123,4	66,8
26,74	2,72	40 ± 4	112,6	98,1	44,6
26,76	2,93	30 ± 3	87,4	76,9	28,5
26,78	3,14	20 ± 2	65,7	58,5	16,9
26,80	3,36	10 ± 1	46,6	42,0	8,8
27,68	3,62	70 ± 8	154,1	136,3	85,7
27,70	3,75	60 ± 7	134,4	119,5	65,4
27,71	3,88	50 ± 5	114,1	102,0	53,3
27,73	4,01	40 ± 4	97,5	87,7	41,1
27,74	4,14	30 ± 3	80,7	73,0	29,7
27,76	4,27	20 ± 2	67,1	61,1	21,6
27,77	4,40	10 ± 1	53,7	49,2	14,4

TABELLE VI

Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Blasendichten in Deuterium

T °K	p kp/cm <sup>2</sup>	b <sub>exp.</sub> cm <sup>-1</sup>	b <sub>E<sub>1</sub>+E<sub>2</sub>+E<sub>3</sub></sub> cm <sup>-1</sup>	b <sub>E<sub>0</sub>+E<sub>1</sub>+E<sub>2</sub>+E<sub>3</sub></sub> cm <sup>-1</sup>	b <sub>t<sub>c</sub></sub> = const. = 0,79 · 10 <sup>-10</sup> <sub>s</sub> cm <sup>-1</sup>
29,70	1,56	5 ± 1	30,7	29,1	8,7
30,63	2,11	20 ± 2	43,4	41,3	19,5
30,65	2,34	15 ± 2	35,9	34,3	14,2
30,67	2,58	10 ± 1	28,9	27,7	9,8
30,69	2,81	5 ± 1	23,1	22,2	6,6
31,63	2,90	40 ± 4	61,0	58,3	38,4
31,64	3,06	35 ± 3	54,0	51,7	32,2
31,66	3,23	30 ± 3	47,6	45,7	26,7
31,67	3,39	25 ± 3	41,6	40,0	21,7
31,69	3,55	20 ± 2	36,5	35,1	17,7
31,70	3,71	15 ± 2	31,4	30,2	13,8
31,72	3,87	10 ± 1	27,0	26,1	10,8
31,73	4,04	5 ± 1	22,5	21,8	7,9

TABELLE VII

Blasenwachstum in Wasserstoff

T	p	A <sub>exp.</sub>	B <sub>exp.</sub>	A <sub>theor.</sub>	A <sub>exp.</sub> /A <sub>theor.</sub>
°K	kp/cm <sup>2</sup>	cm/s <sup>1/2</sup>	cm/s <sup>3/2</sup>	cm/s <sup>1/2</sup>	
24,77	0,92	0,918 ± 0,008	- 38,9 ± 3,0	0,593	1,55
24,80	1,32	0,523 ± 0,006	- 15,6 ± 2,6	0,326	1,60
25,68	1,40	0,566 ± 0,008	36,9 ± 3,1	0,380	1,49
25,72	1,70	0,441 ± 0,005	- 4,7 ± 2,0	0,269	1,64
25,76	2,04	0,307 ± 0,003	- 9,9 ± 1,2	0,188	1,64
26,65	2,06	0,395 ± 0,006	10,7 ± 2,5	0,249	1,59
26,71	2,50	0,248 ± 0,003	7,0 ± 1,4	0,170	1,46
26,76	2,94	0,209 ± 0,003	0,8 ± 1,3	0,116	1,80
27,60	3,03	0,302 ± 0,005	3,7 ± 1,9	0,153	1,97
27.72	4,02	0,152 ± 0,005	- 0,8 ± 2,1	0,073	2,08

TABELLE VIII

## Blasenwachstum in Deuterium

T °K	p kp/cm <sup>2</sup>	A <sub>exp.</sub> cm/s <sup>1/2</sup>	B <sub>exp.</sub> cm/s <sup>3/2</sup>	A <sub>theor.</sub> cm/s <sup>1/2</sup>	A <sub>exp.</sub> /A <sub>theor.</sub>
29,70	1,63	0,622 ± 0,006	- 19,9 ± 2,6	0,362	1,72
29,70	1,85	0,475 ± 0,009	- 12,7 ± 3,5	0,286	1,66
30,65	2,21	0,437 ± 0,007	- 17,3 ± 2,3	0,267	1,63
30,67	2,47	0,353 ± 0,004	- 16,3 ± 1,7	0,214	1,65
30,70	2,72	0,324 ± 0,004	- 22,2 ± 1,8	0,176	1,84
31,63	2,89	0,410 ± 0,006	- 21,2 ± 3,0	0,207	1,98
31,69	3,40	0,267 ± 0,007	- 14,0 ± 1,7	0,148	1,81
31,72	3,85	0,204 ± 0,005	- 11,2 ± 1,5	0,108	1,89



# Die Blasenkammer

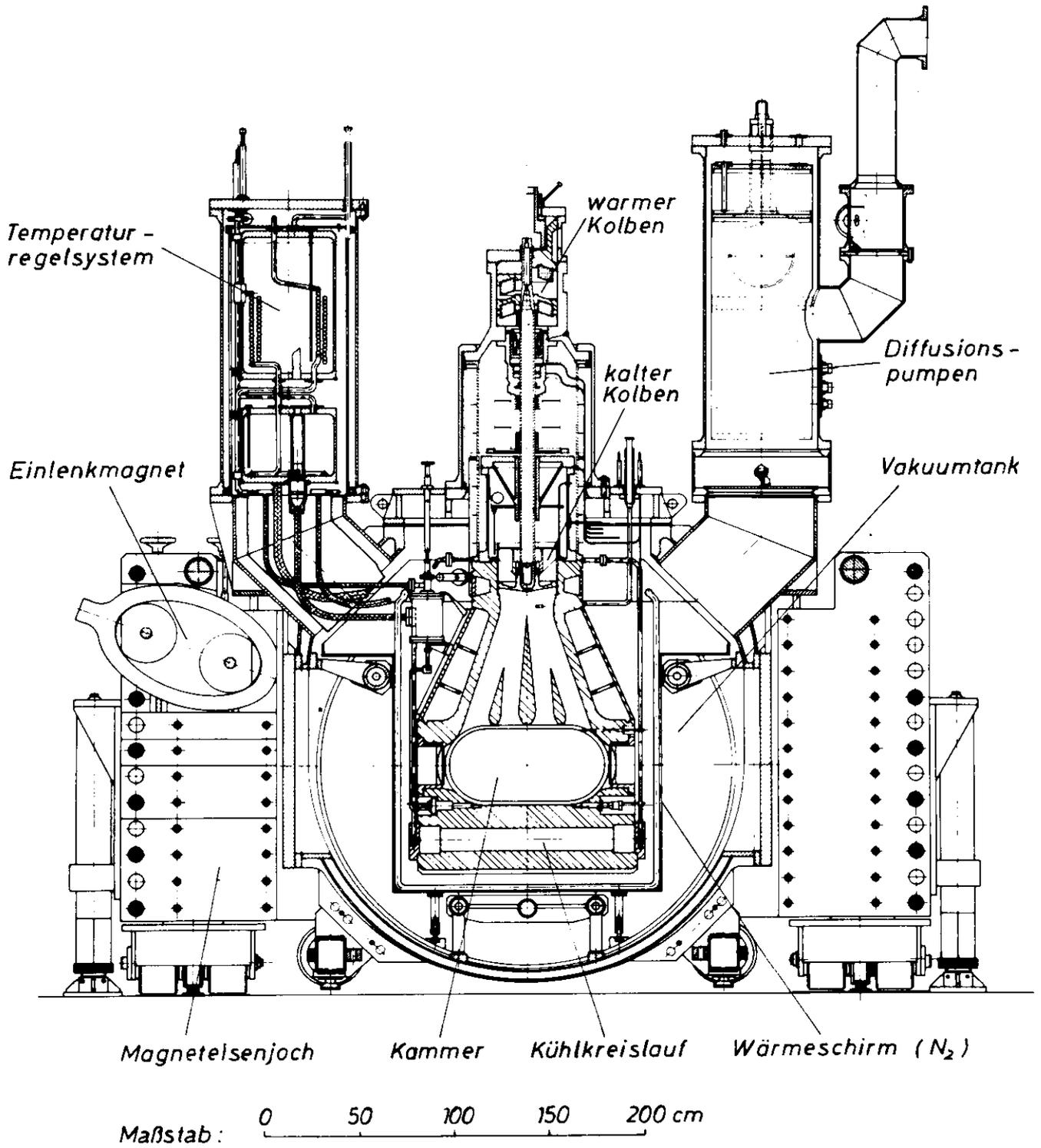


Abb. 1

# Die Elemente der Blasenkammer

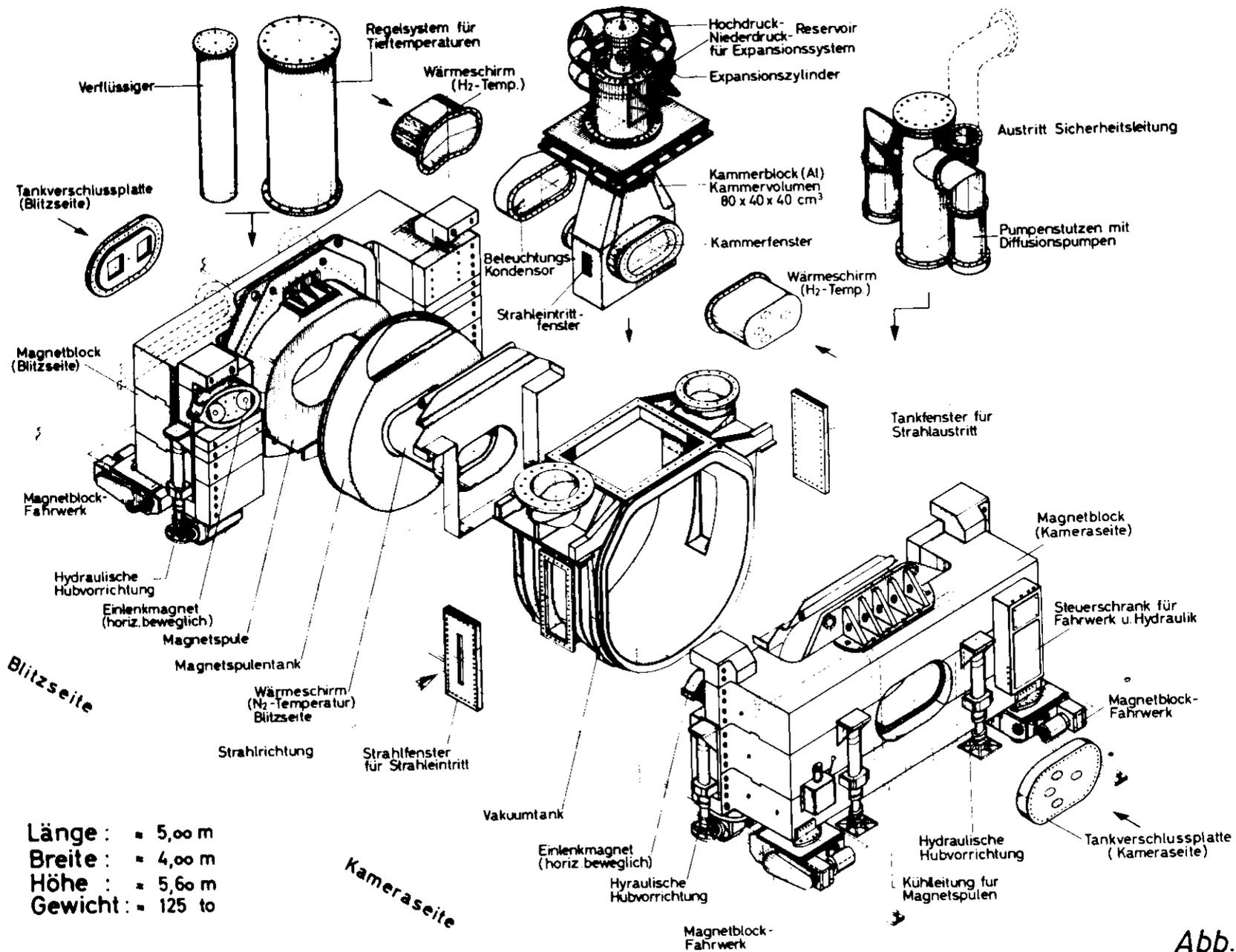


Abb. 2

# Typische Druckkurve der Blasenkommer

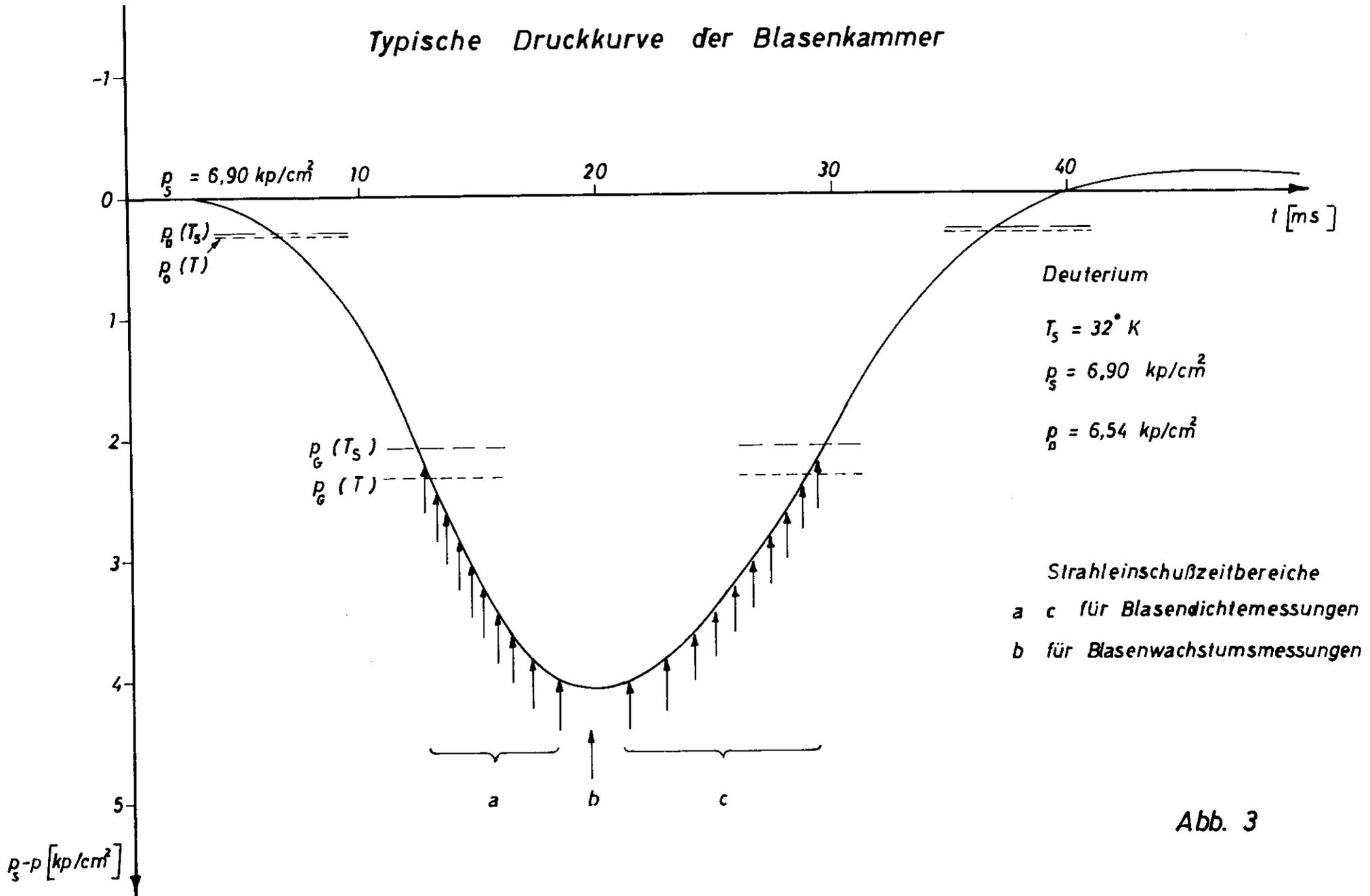


Abb. 3

# Die Meßanordnung

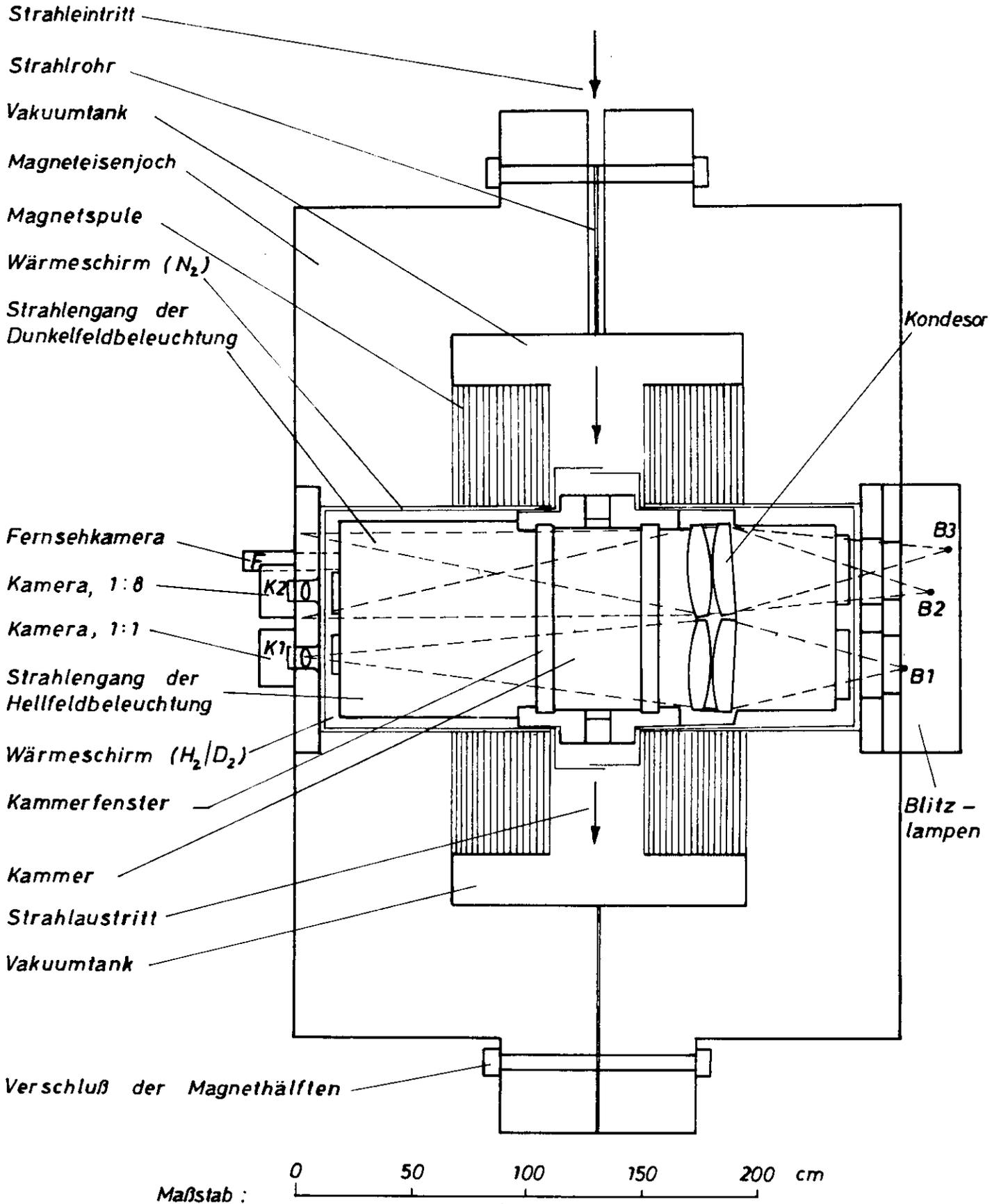


Abb. 4

Bestimmung des Drucksondeneichfaktors  
für die Messungen in Wasserstoff

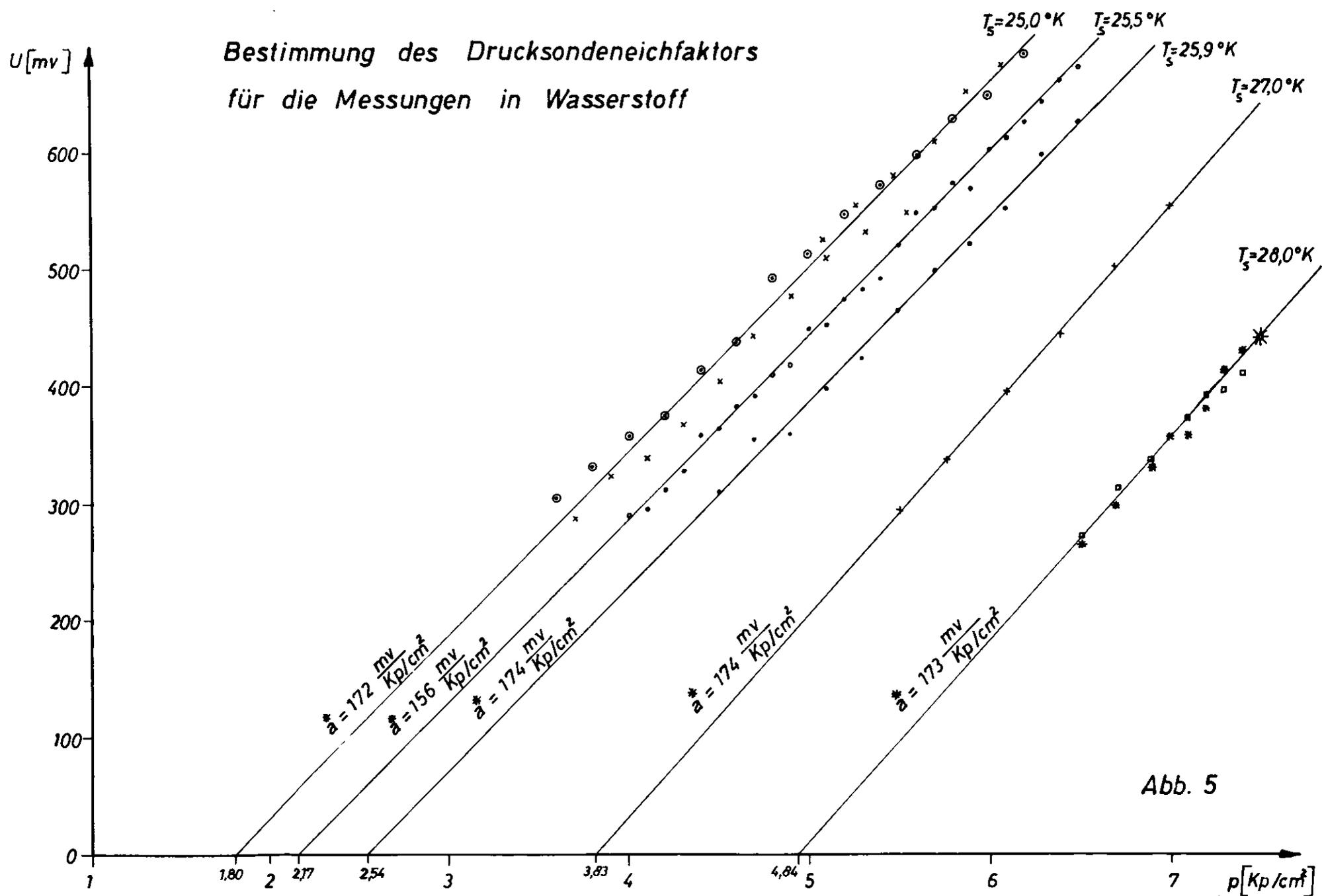


Abb. 5

Bestimmung des Drucksondeneichfaktors  
für die Messungen in Deuterium

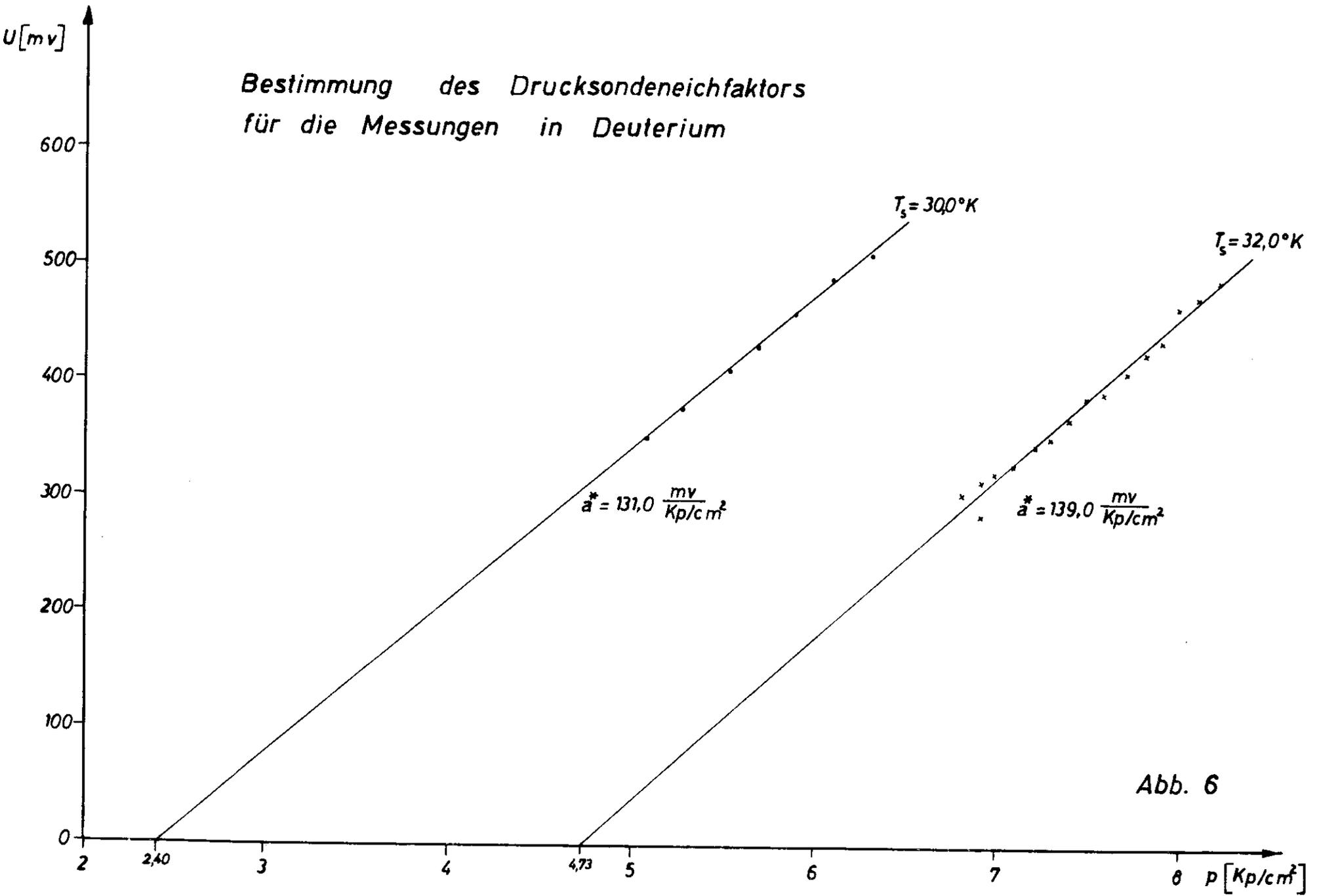
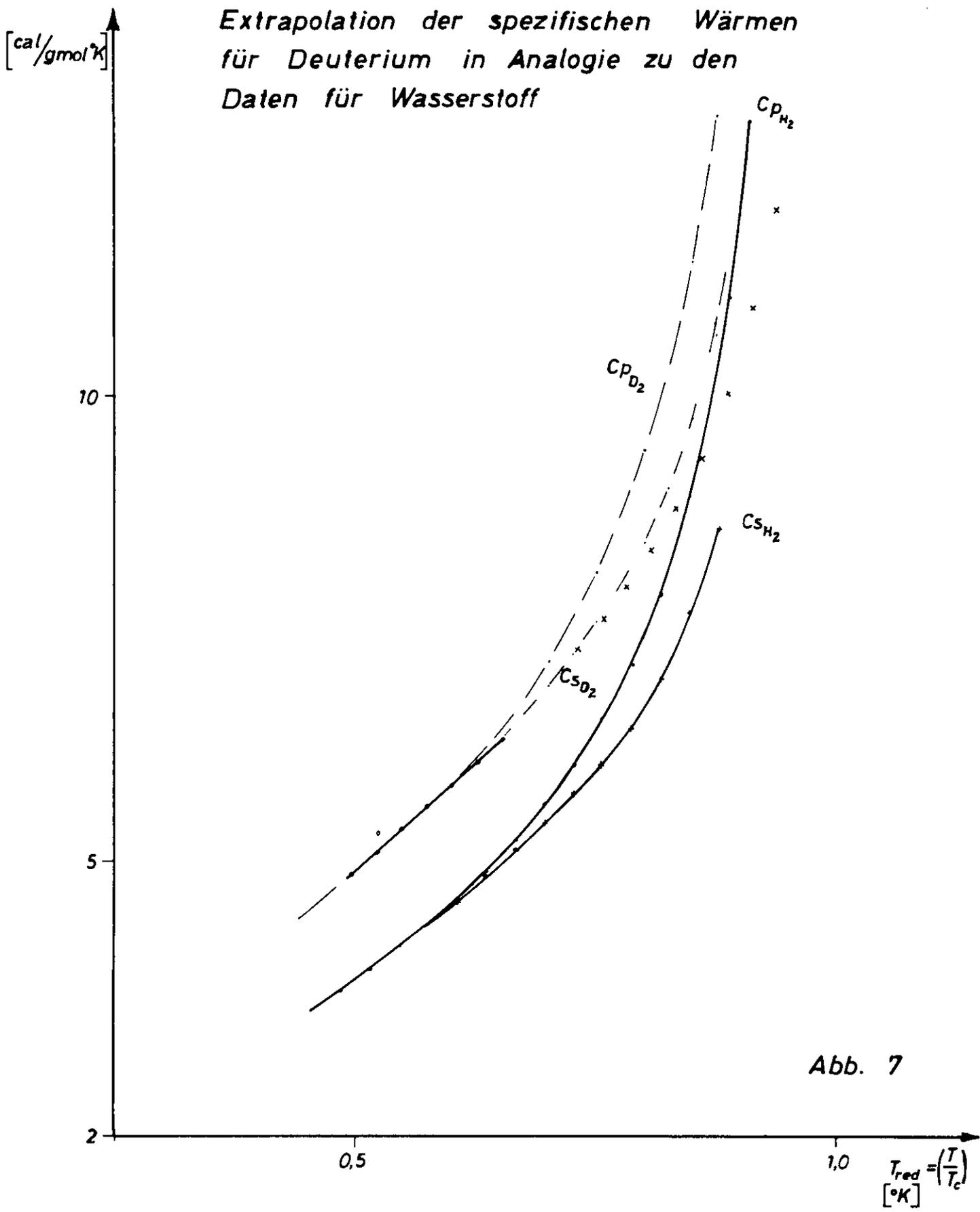


Abb. 6

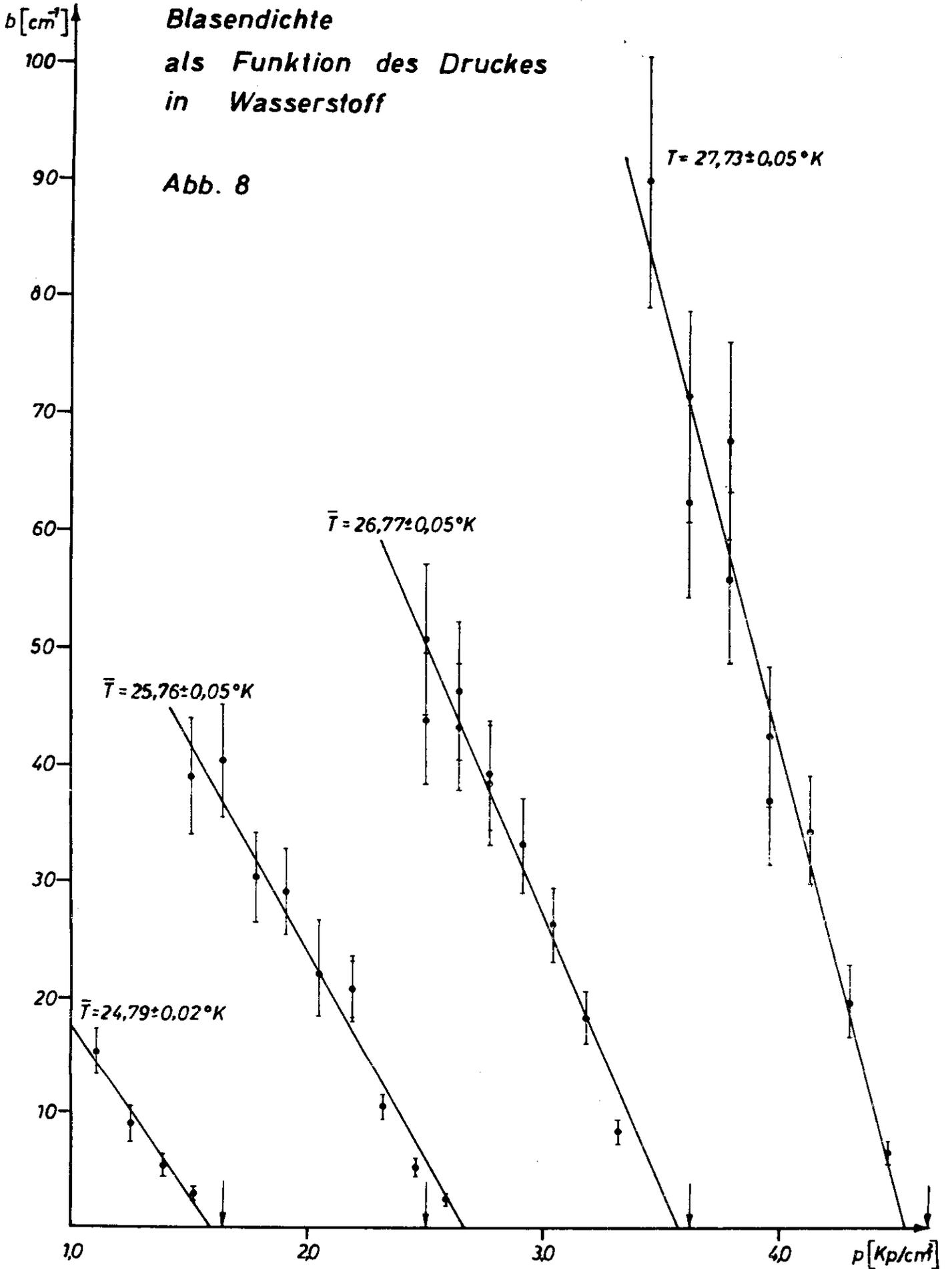


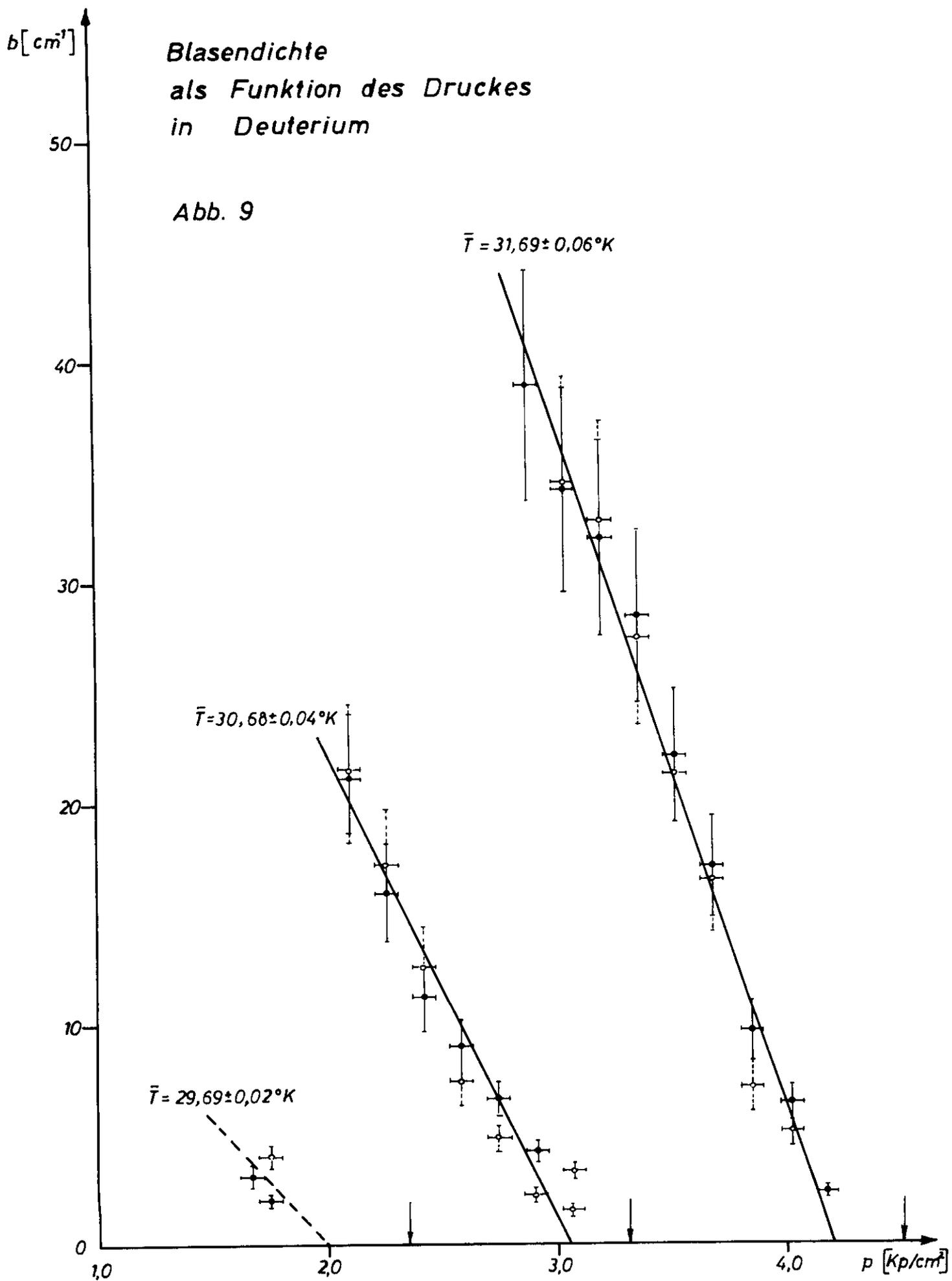
Extrapolation der spezifischen Warmen  
fur Deuterium in Analogie zu den  
Daten fur Wasserstoff

Abb. 7

**Blasendichte  
als Funktion des Druckes  
in Wasserstoff**

**Abb. 8**





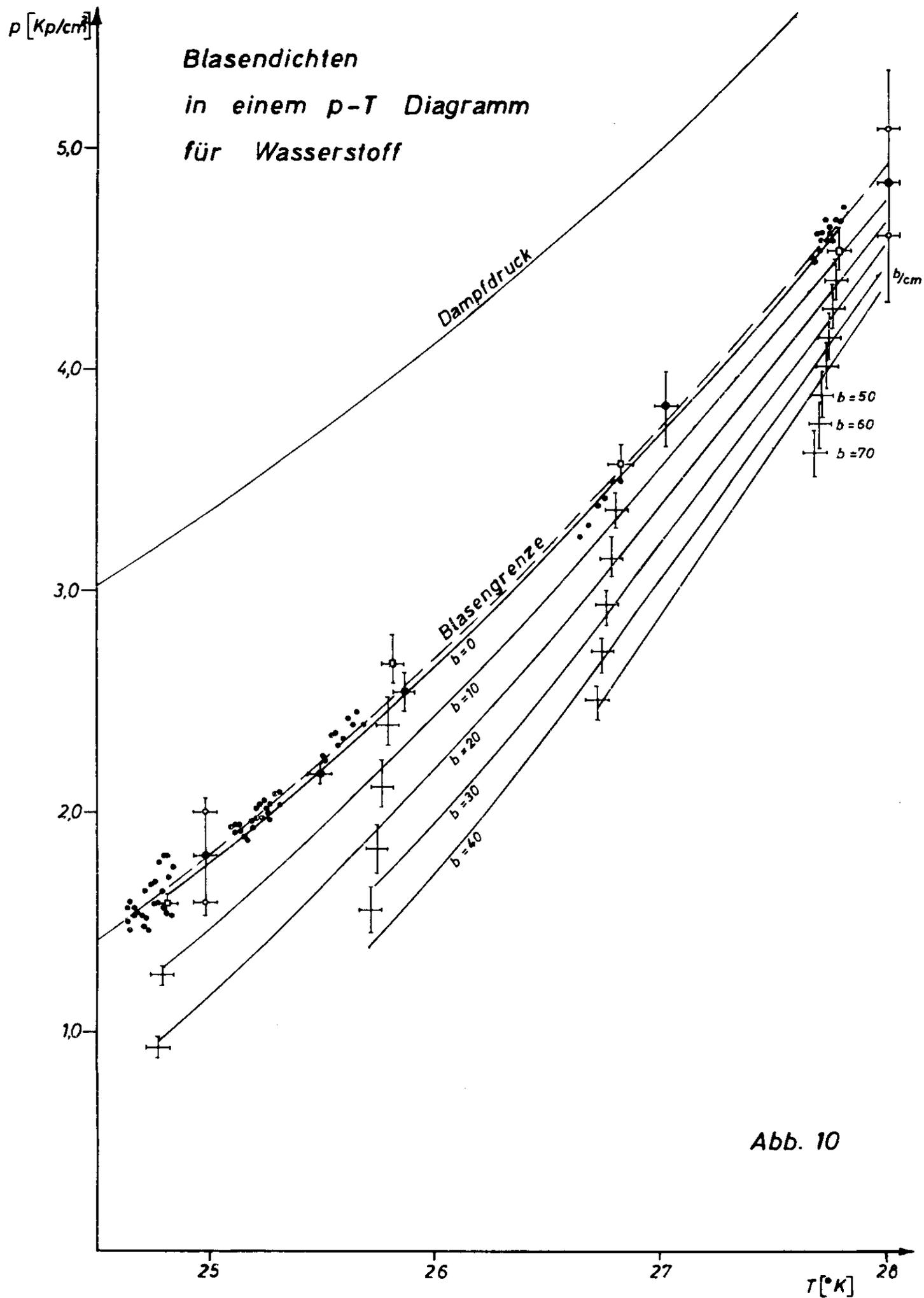


Abb. 10

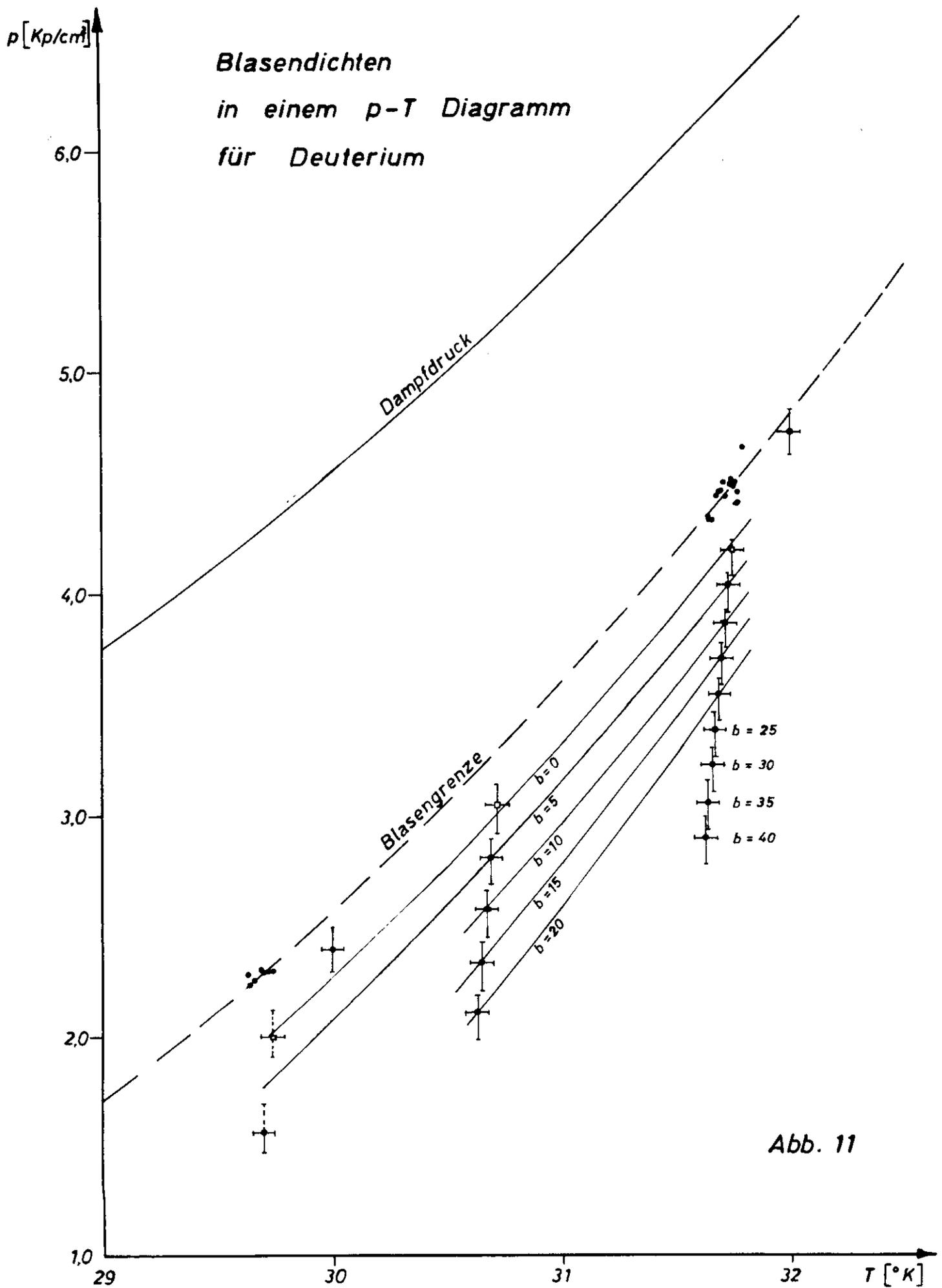


Abb. 11

# Der kritische Radius in Wasserstoff

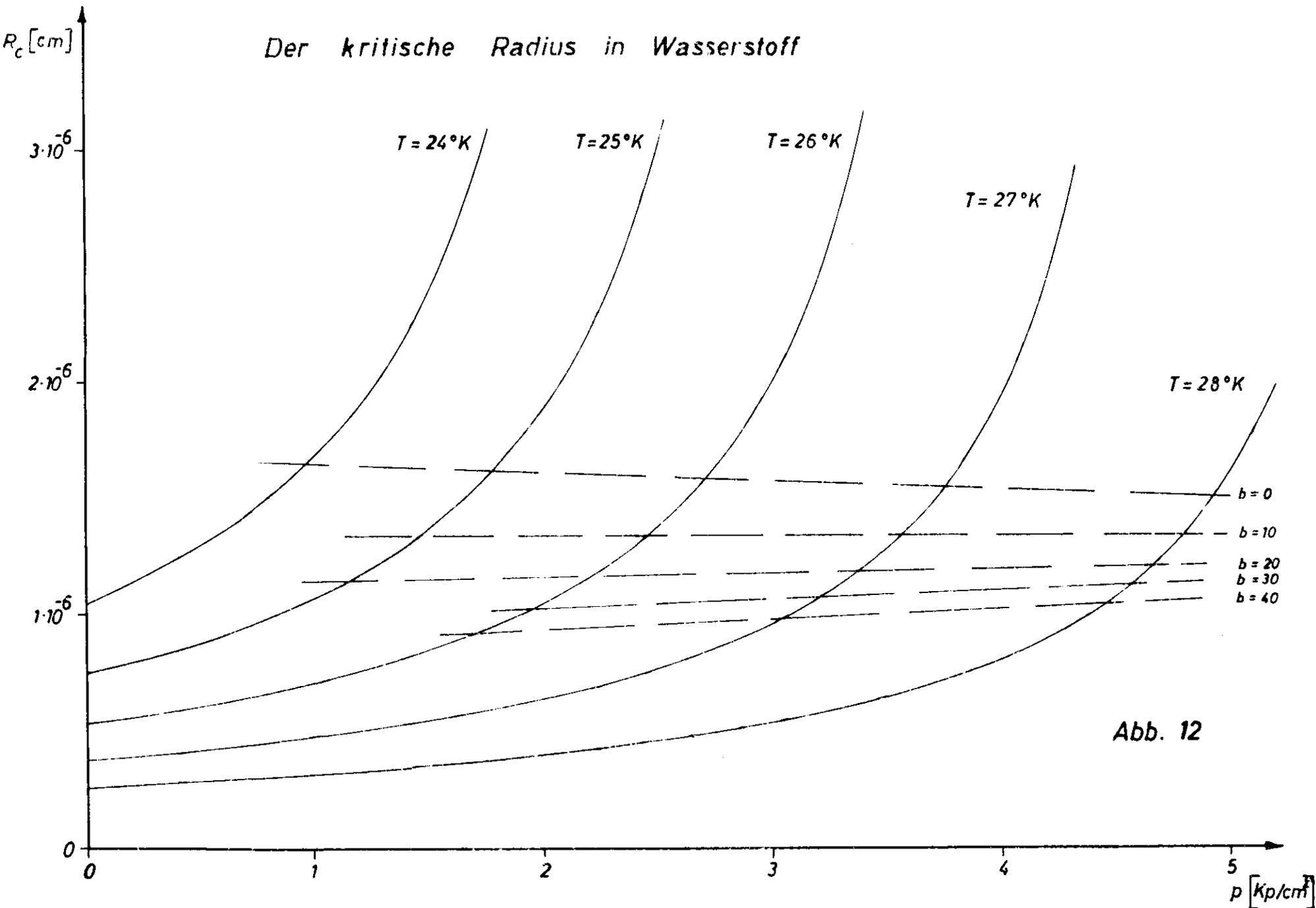


Abb. 12

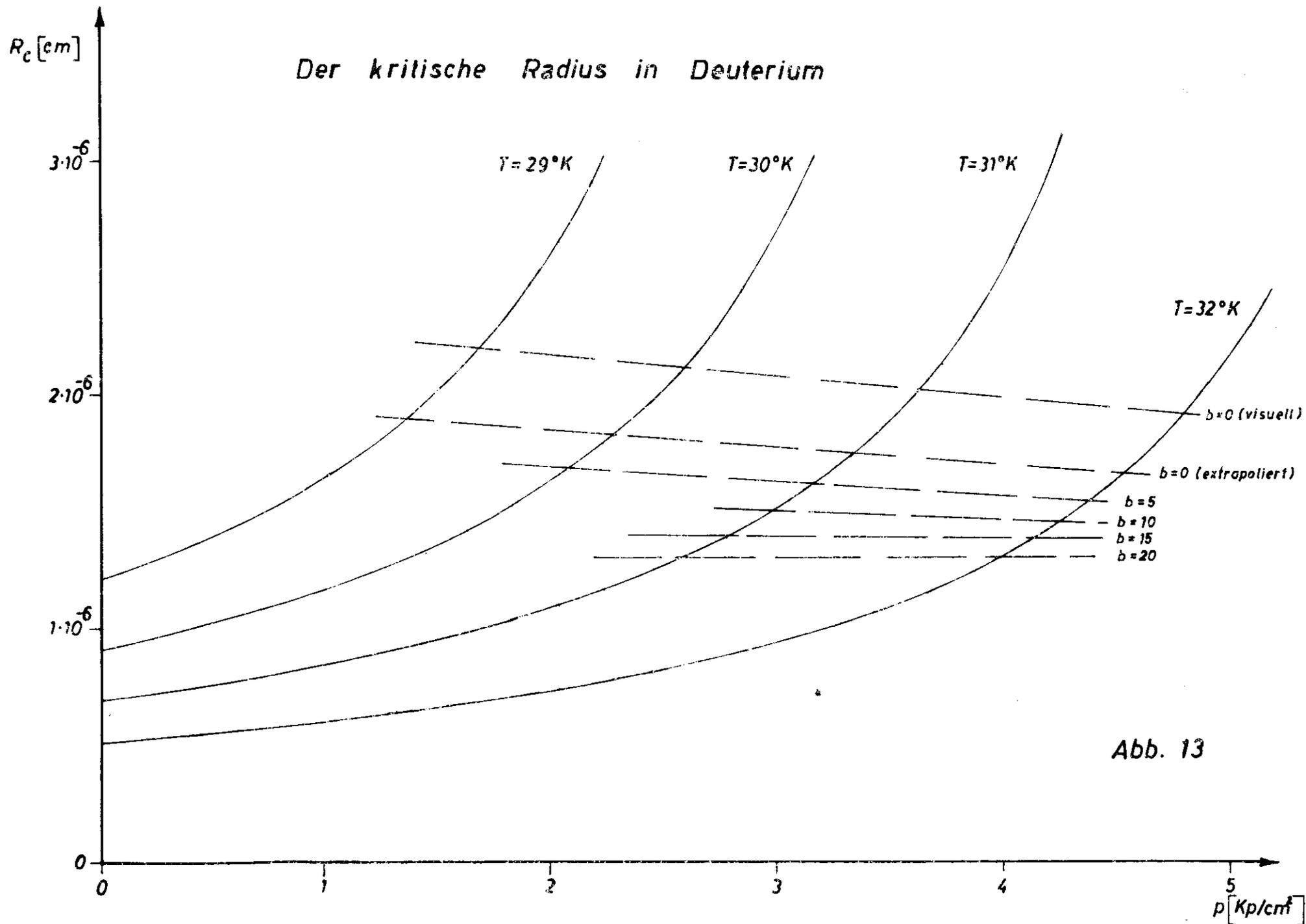


Abb. 13

Effektive Wärmeausbreitungszeit  $t_{c,eff}$  in Wasserstoff

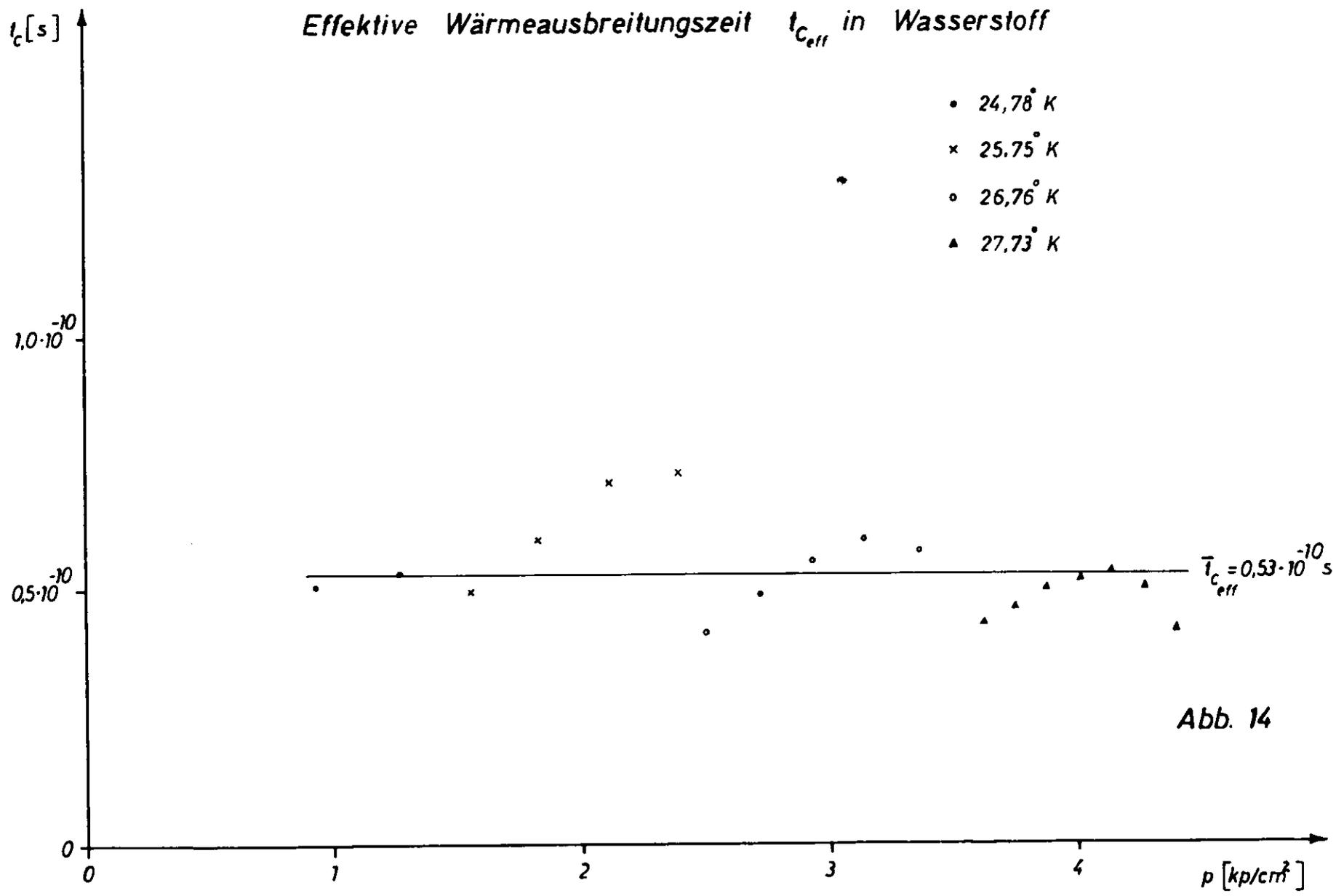


Abb. 14

Effektive Wärmeausbreitungszeit  $t_{c_{eff}}$  in Deuterium

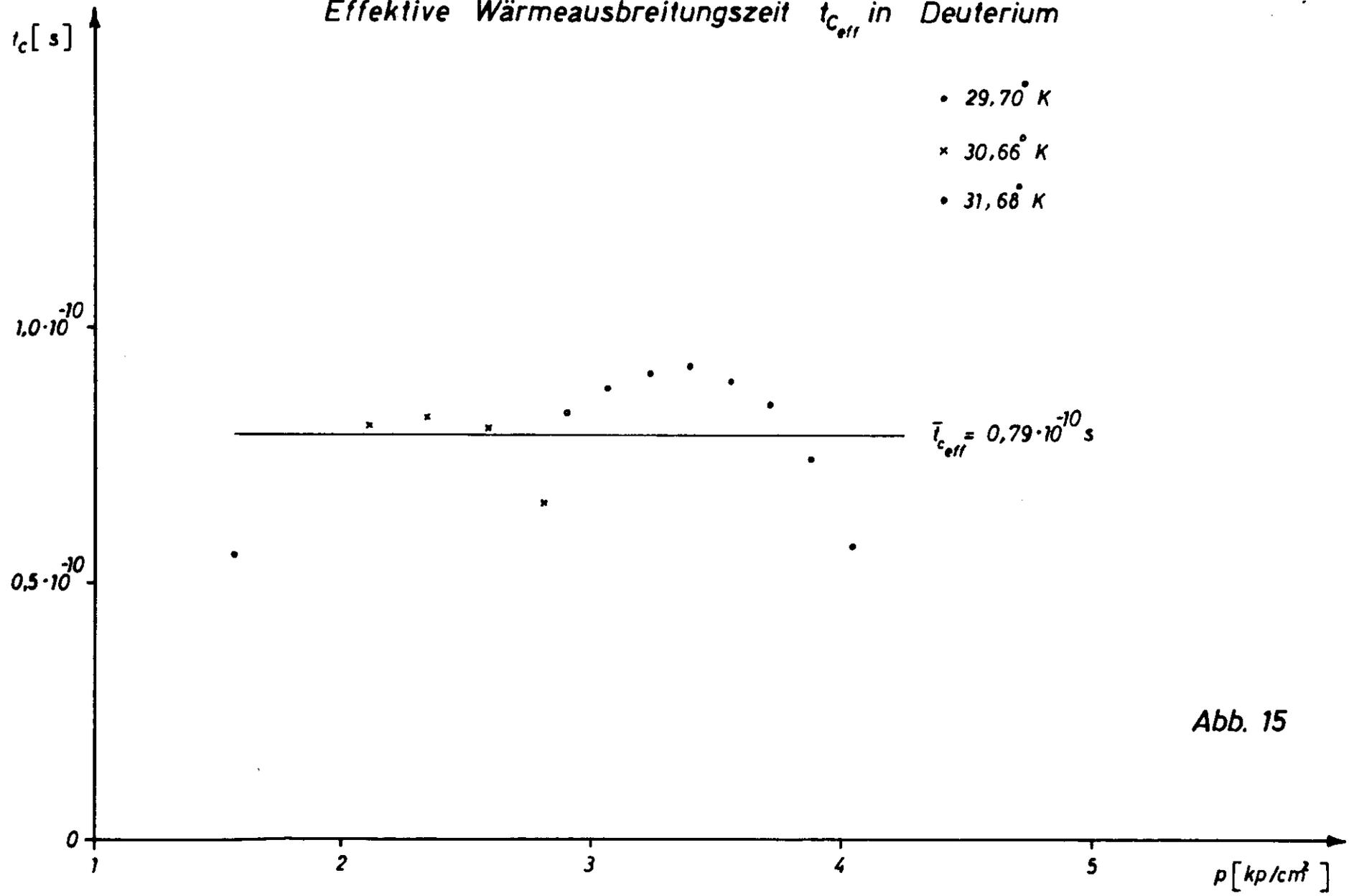
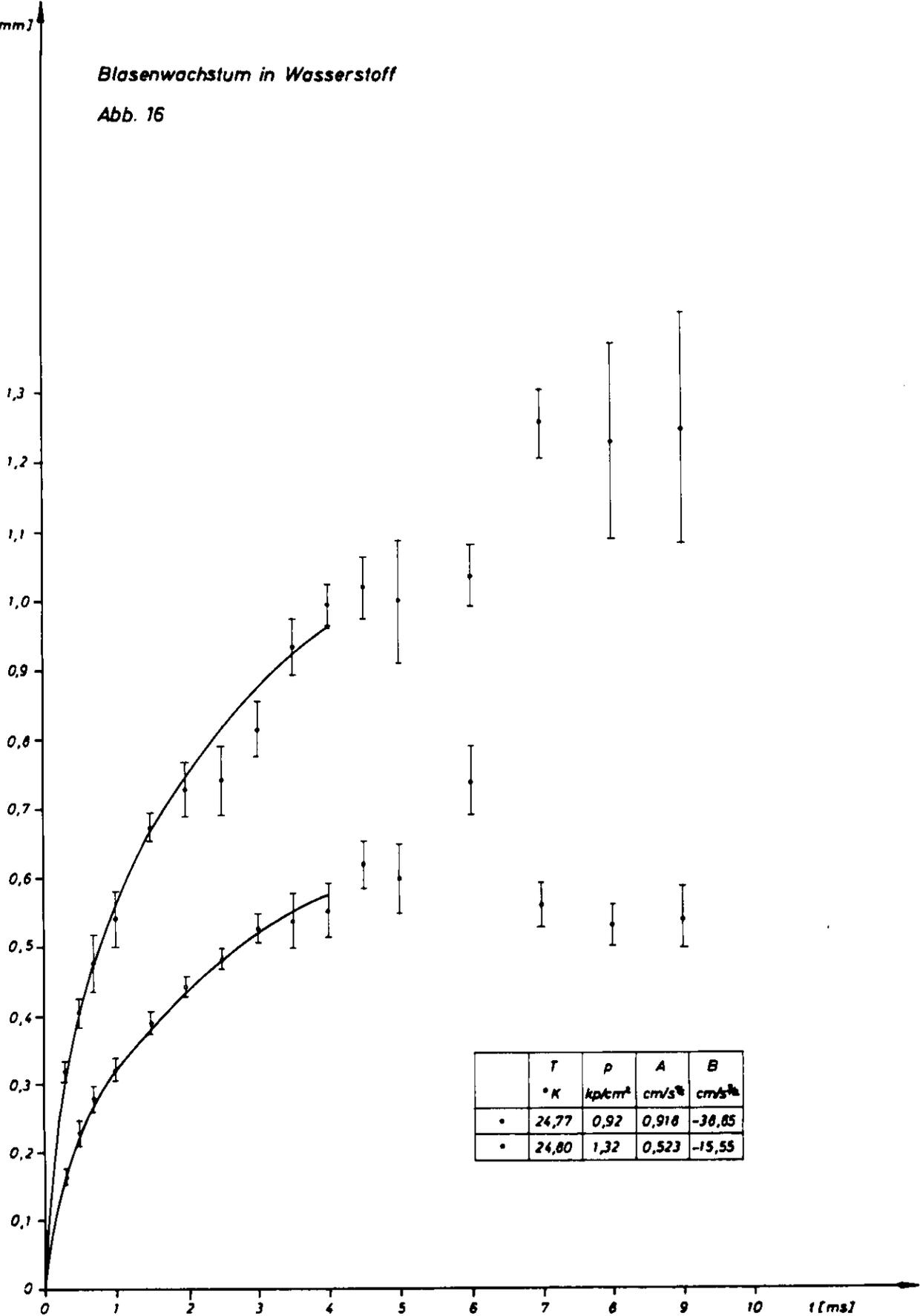


Abb. 15

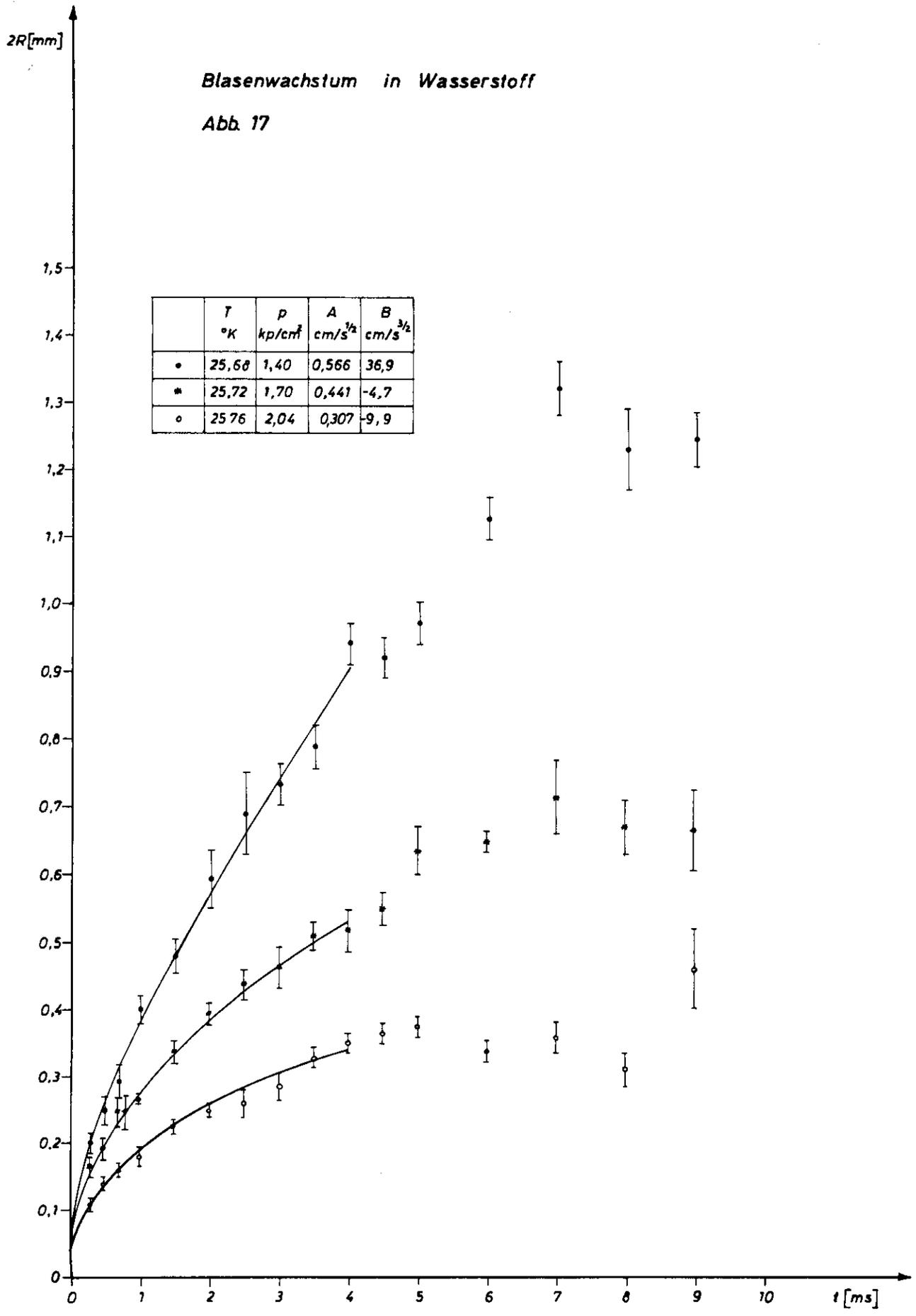
2R [mm]

Blasenwachstum in Wasserstoff

Abb. 16



	$T$ °K	$p$ kp/cm <sup>2</sup>	$A$ cm/s <sup>2</sup>	$B$ cm/s <sup>2</sup>
•	24,77	0,92	0,918	-38,85
•	24,80	1,32	0,523	-15,55



**Blasenwachstum in Wasserstoff**

**Abb. 17**

	$T$ °K	$p$ kp/cm <sup>2</sup>	$A$ cm/s <sup>3/2</sup>	$B$ cm/s <sup>3/2</sup>
•	25,68	1,40	0,566	36,9
*	25,72	1,70	0,441	-4,7
◦	25,76	2,04	0,307	-9,9

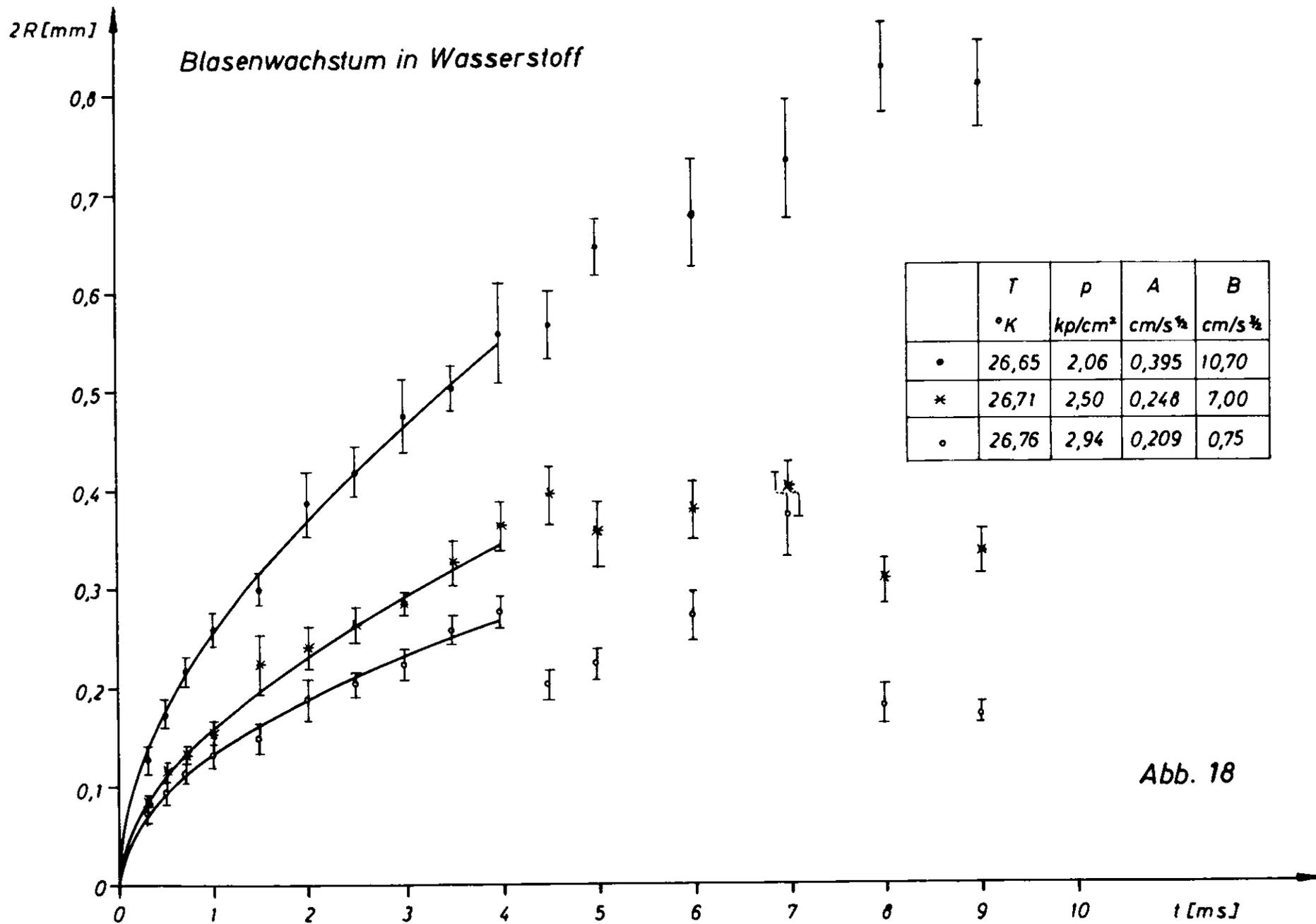
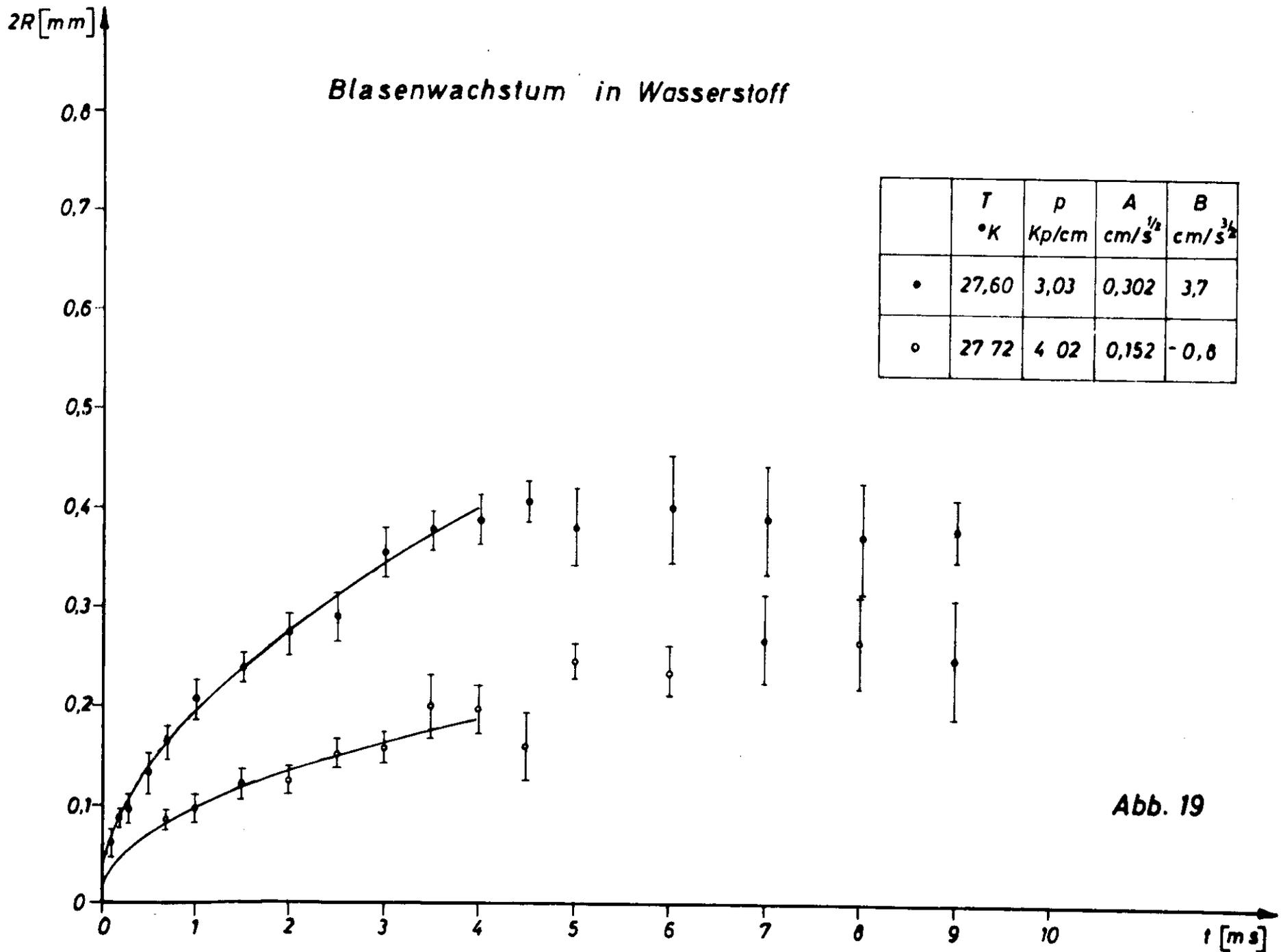


Abb. 18



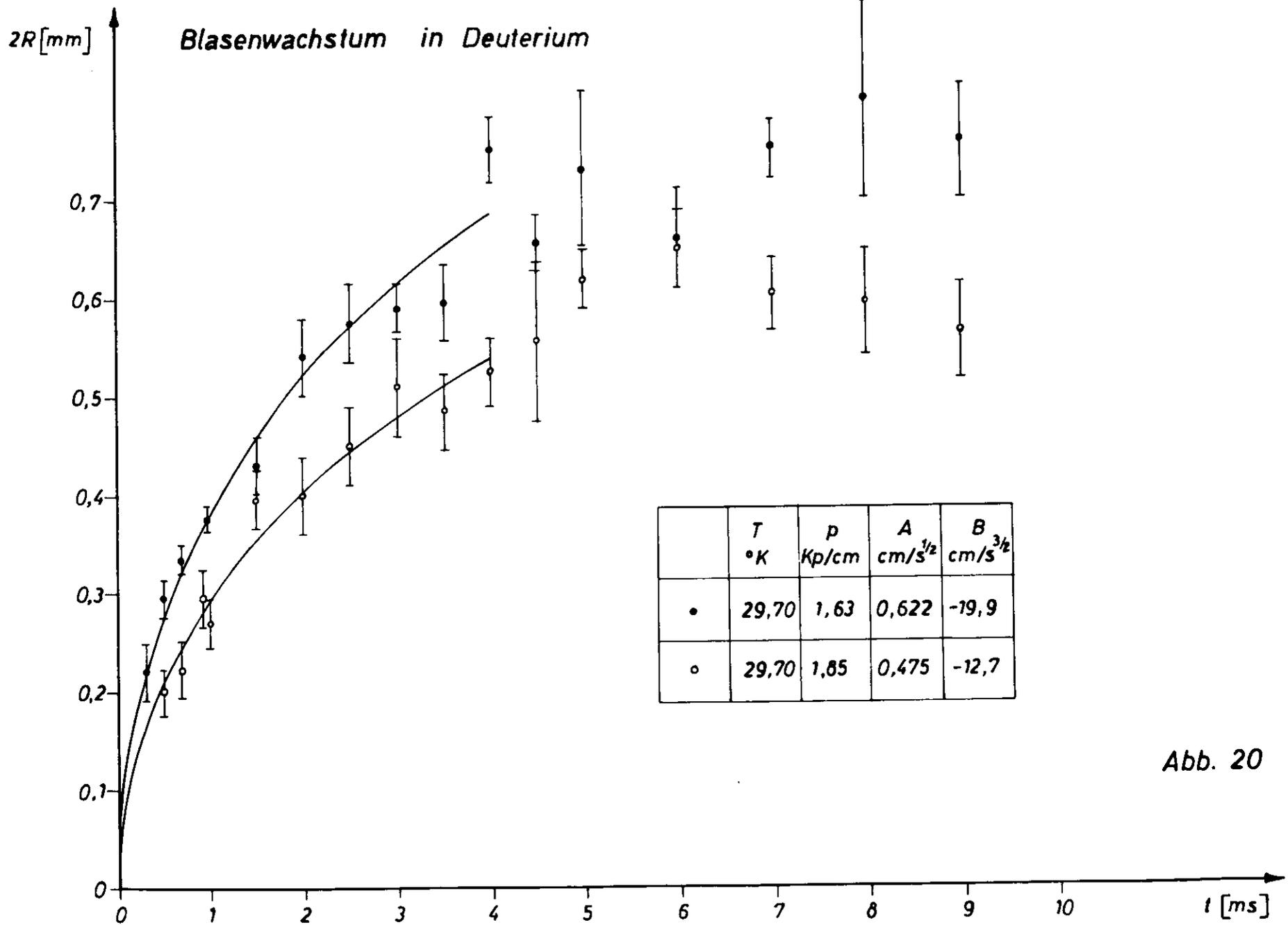
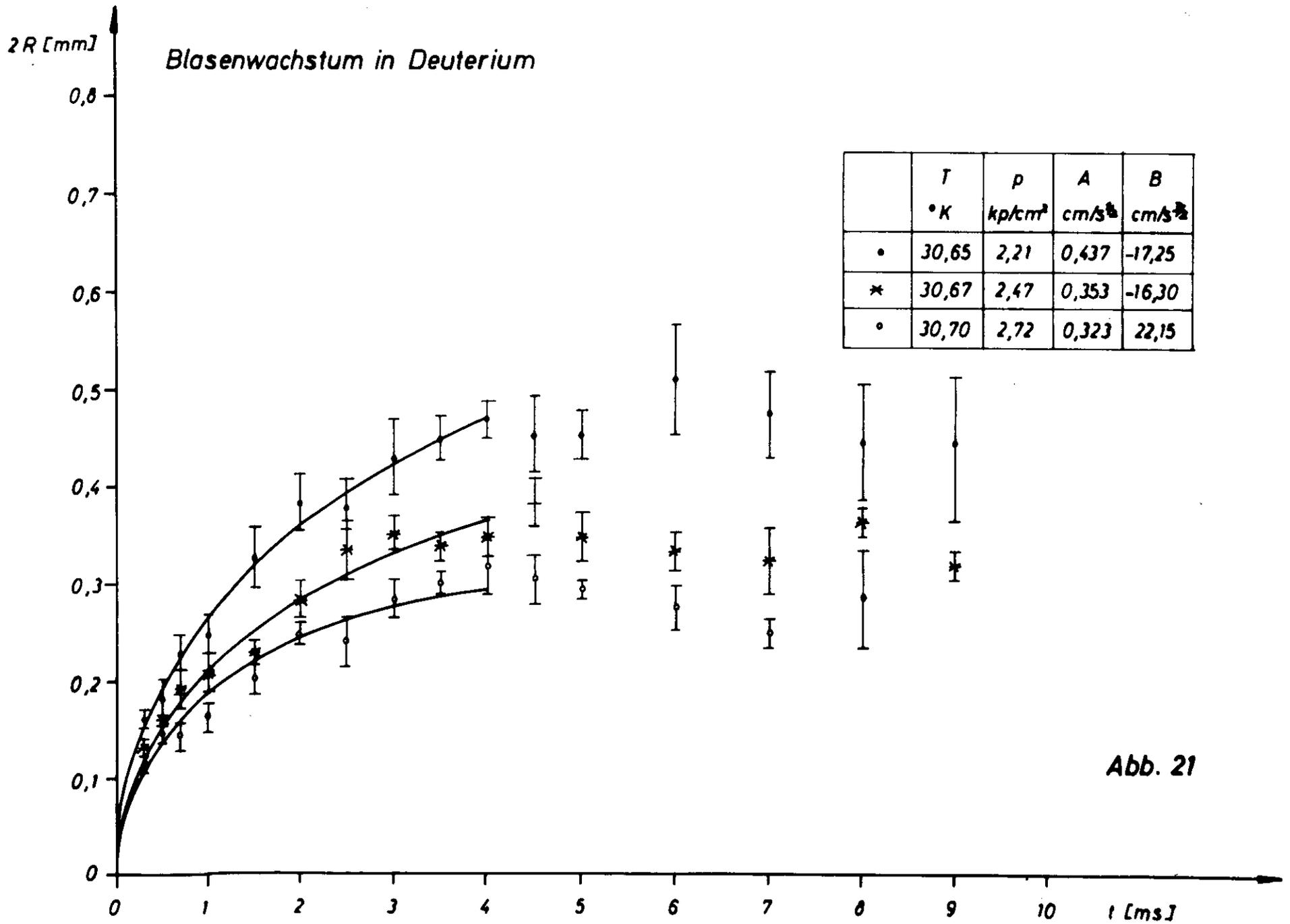


Abb. 20



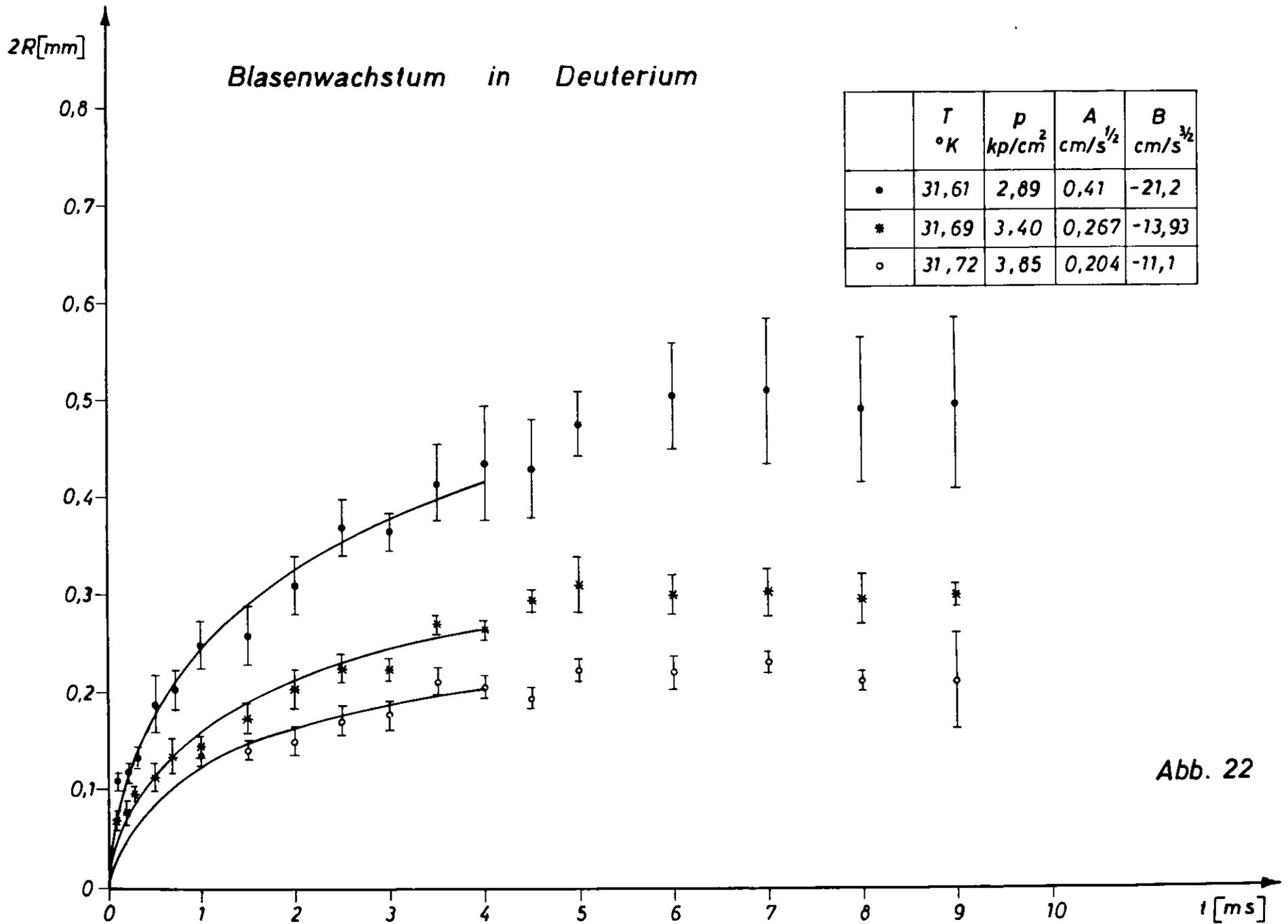
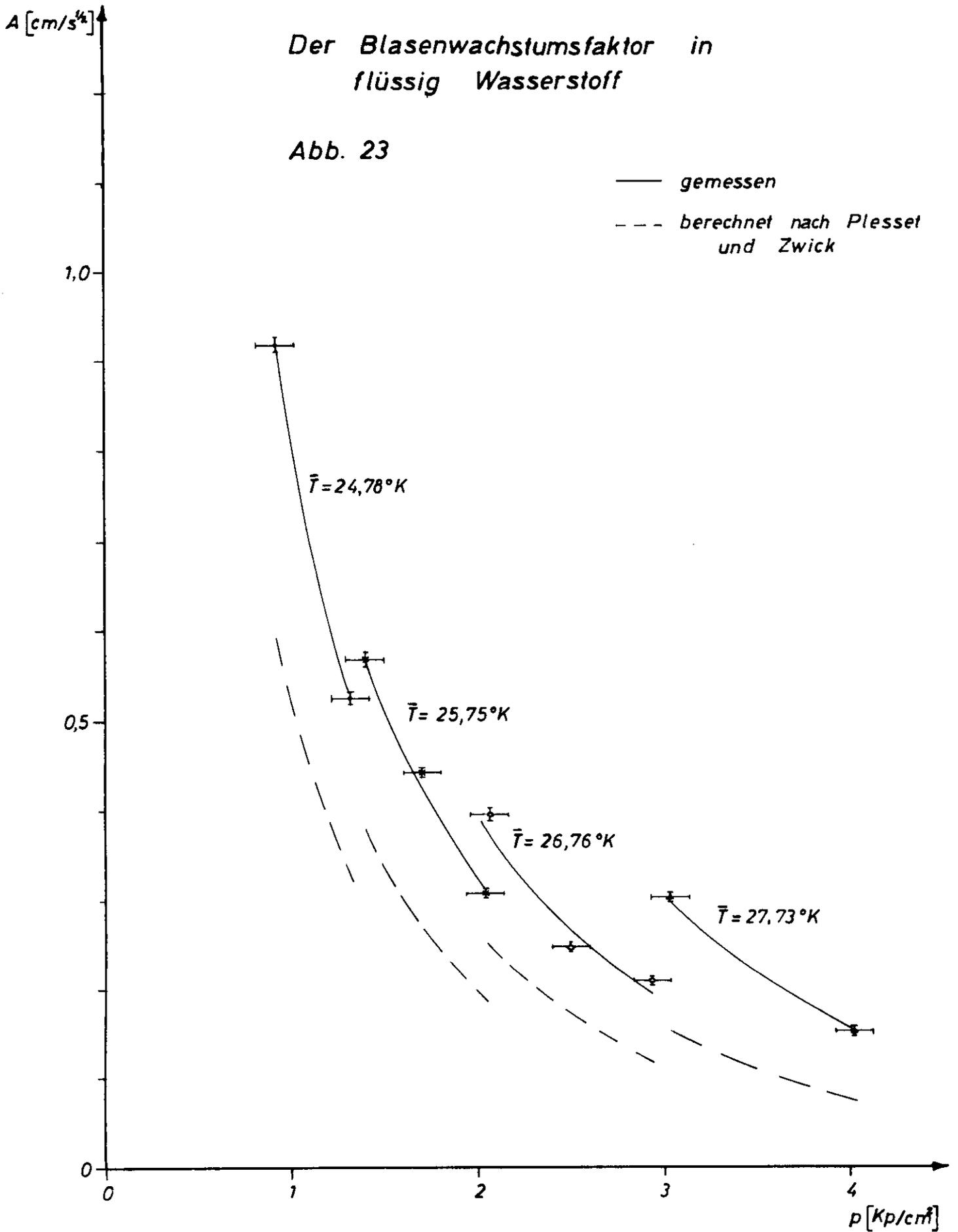


Abb. 22

# Der Blasenwachstumsfaktor in flüssig Wasserstoff

Abb. 23

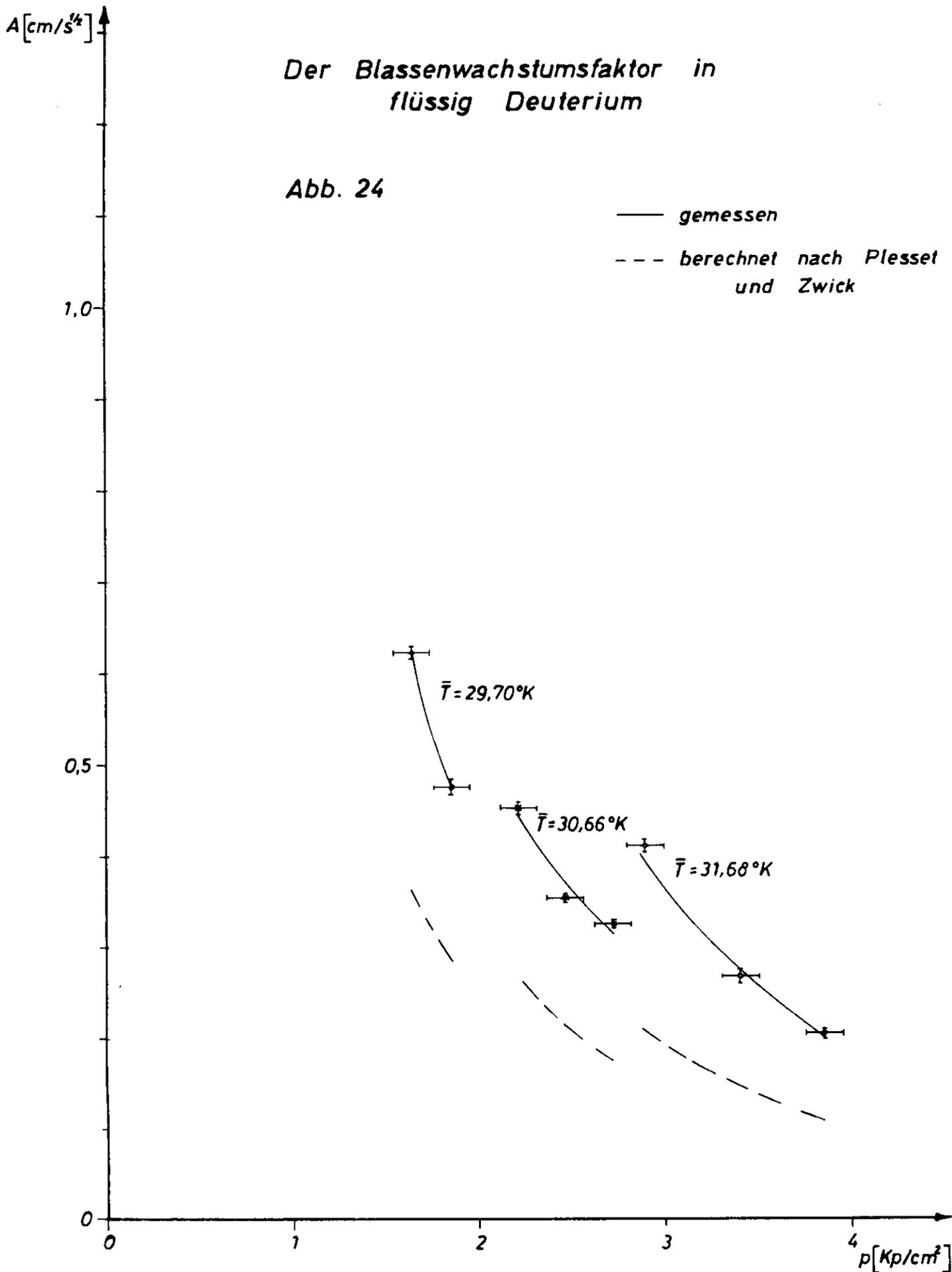
— gemessen  
--- berechnet nach Plesset und Zwick



# Der Blassenwachstumsfaktor in flüssig Deuterium

Abb. 24

— gemessen  
- - - berechnet nach Plesset und Zwick



Vergleich zwischen experimentellem und theoretischem Blasenwachstum  
in Wasserstoff und Deuterium

Abb. 25

