

Eine Neutronenquelle zur Erzeugung
intensiver und kurzzeitiger
Neutronenimpulse

H.J. Schneider-Muntau

IPP 1/74

Dezember 1967

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

(in German)

Eine Neutronenquelle zur Erzeugung intensiver und kurzzeitiger Neutronenimpulse

Abstract

H.J. Schneider-Muntau

IPP 1/74

Dezember 1967

The method described by B. Kronast [7] of using a high-voltage, low-pressure discharge in deuterium to produce neutron pulses was further developed. Neutron yields of up to 5×10^{12} neutrons/sec of the $D(d,n)He^3$ reaction were attained for half-widths between 30 and 100 nsec. The known cross sections for collisions of electrons, fast deuterium ions and fast neutral particles with D_2 molecules were used to obtain a conception of the ion production in the discharge and its correlation with the neutron yield. The heating of the target and the depth of penetration of the deuterons were estimated as well.

An extremely low-inductance, high-current pulsed generator using cables for energy storage (operating voltage 300 kV, internal impedance 54 Ohm, inductance < 100 nH, cable length 10 m) was constructed to provide the high voltage. A very fast high-voltage divider with a rise time < 3.5 nsec was developed. A relation for determining the current from the voltage signal was derived.

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

(in German)

Abstract

The method described by B.Kronast [7] of using a high-voltage, low-pressure discharge in deuterium to produce neutron pulses was further developed. Neutron yields of up to 5×10^{12} neutrons/sec of the $D(d,n)He^3$ reaction were attained for half-widths between 30 and 100 nsec. The known cross sections for collisions of electrons, fast deuterium ions and fast neutral particles with D_2 molecules were used to obtain a conception of the ion production in the discharge and its correlation with the neutron yield. The heating of the target and the depth of penetration of the deuterons were estimated as well.

An extremely low-inductance, high-current pulsed generator using cables for energy storage (open-circuit voltage 300 kV, internal impedance 54 Ohm, inductance < 500 nH, cable length 10 m) was constructed to provide the high voltage. A very fast high-voltage divider with a rise time < 3.5 nsec was developed. A relation for determining the current from the voltage signal was derived.

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung

I. Einleitung

1

II. Die Neutronenquelle

2

II.1 Experimenteller Aufbau

2

II.2 Modellvorstellung der Entladung

4

II.3 Massnahmen zur Steigerung der Neutronenausbeute

9

II.4 Konstruktion des Entladungsgefäßes

11

II.5 Einfluss der Hohlanode auf die Ionenbildung

12

II.6 Das Target

17

II.6.1 Die Eindringtiefe der Deuteronen

17

II.6.2 Der Temperaturverlauf im Target

21

III. Erzeugung und Messung der Hochspannung

23

III.1 Der Hochspannungsgenerator

24

III.2 Der Spannungsteiler

31

III.3 Bestimmung des Entladestroms

34

IV. Die Neutronenmessung

36

IV.1 Messanordnung

36

IV.2 Die Messergebnisse

37

IV.3 Deutung der Neutronenausbeute

39

IV.4 Verbesserungen der Anordnung

44

V. Anhang

45

V.1 Die Wirkungsquerschnitte

45

Literaturverzeichnis

53

I. Einleitung

Gepulste Neutronenquellen konventioneller Bauart [1 - 6] haben den Nachteil, dass Raumladungseinflüsse im Beschleuniger den Ionenstrom und damit die Neutronenausbeute begrenzen. In einer Hochspannungsentladung, die bei kleinen p-d-Werten links des Paschenminimums betrieben wird, können jedoch sowohl die Raumladungen zumindest teilweise kompensiert werden als auch die Ionen hohe Energien erreichen, so dass eine Erhöhung der Neutronenrate ermöglicht wird [7]. Hierbei werden die Ionen durch Elektronenstoss vorwiegend in der Hohlanode, durch Ionenstoss sowohl in der Hohlanode als auch im Entladungsraum erzeugt und im elektrischen Feld beschleunigt. Beim Auftreffen auf die als Ti-D-Target ausgebildete Kathode liefern sie über die $D(d,n)He^3$ - Reaktion Neutronen von 2,45 MeV. Wegen der starken Energieabhängigkeit des Fusionsquerschnitts bestimmen im wesentlichen die hochenergetischen Ionen die Neutronenausbeute. Eine Weiterentwicklung der Neutronenquelle in Hinblick auf höhere Raten wird demnach zum Ziel haben, die Zahl der das Target erreichenden, energiereichen Ionen zu vermehren.

Das lässt sich durch folgende Massnahmen erreichen:

Vermehrung der auf hohem Potential gebildeten Ionen durch Vergrößerung der Ionisierungswahrscheinlichkeit in der Hohlanode;
Erniedrigung der Umladung der Ionen in der Entladungsstrecke durch Verkürzung des Elektrodenabstands;

Erhöhung der Entladespannung.

Um optimale und reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, muss ausserdem dafür gesorgt werden, dass die Ionen noch im hochdotierten Teil des Targets mit dem eingelagerten Deuterium reagieren. Ferner muss die durch die Abbremsung der Ionen und schnellen Neutralteilchen entstehende Erwärmung des Targets so gering gehalten werden, dass sie nicht zu einer Verringerung der Deuteriumkonzentration durch Entgasung führt.

In Kapitel II wird zunächst eine Modellvorstellung vom Entladungsablauf und dessen Zusammenhang mit der Neutronenemission entwickelt. Die daraus resultierenden Forderungen an die Konstruktion der Neutronenquelle zur Steigerung der Neutronenausbeute sowie eine

Abschätzung über die Eindringtiefe der Deuteronen in das Target und die Targeterwärmung werden anschliessend gegeben. Die eng mit der Targetbelastung und der optimalen Neutronenausbeute zusammenhängende Frage nach einem geeigneten Hochspannungsgenerator wird in Kapitel III behandelt und das Konstruktionsprinzip und der Aufbau des Generators geschildert. Ausserdem wird der zur Hochspannungsmessung entwickelte Spannungsteiler und ein Verfahren zur Bestimmung des Stromverlaufs aus dem Spannungssignal beschrieben.

Die Messergebnisse sowie die Erklärung der Steigerung der Neutronenausbeute werden in Kapitel IV aufgeführt.

II. Die Neutronenquelle

II.1 Experimenteller Aufbau

Die Neutronenquelle sehr kurzer Impulsdauer besteht im Prinzip aus einer für diesen Zweck modifizierten Hochspannungs-Entladungsstrecke in Deuteriumatmosphäre (Abb. 1). Die während der Entladung durch Elektronen- und Ionenstoss entstehenden Ionen werden in dem anliegenden elektrischen Feld zur Kathode hin beschleunigt. Sie erzeugen beim Eindringen in die als Titan-Deuterium-Target ausgebildete Kathode gemäss der $D(d,n)He^3$ - Reaktion schnelle Neutronen von 2,45 MeV. Diese werden in einem geeichten Szintillationszähler nachgewiesen.

Die Hochspannung wird in einem stromstarken Impulsgenerator erzeugt, der über einen Widerstand an die Entladungsstrecke angeschlossen ist, so dass der Generator stets mit einem Widerstand, der grösser oder gleich seinem Wellenwiderstand ist, abgeschlossen bleibt. Dadurch wird sichergestellt, dass sich die Spannung an der Neutronenquelle nicht umpolen und somit das Target durch Elektronenbeschuss nicht beschädigt werden kann.

Abb. 1 Das Entladungsgefäss

Tr	Hochspannungsisolation (Trovidur)
W	Kohleschichtwiderstand (54Ω), in Araldit eingegossen
F	Funkenstrecke
Ka	Kalotte mit den Anschlüssen zum Hochspannungsteiler und zur Entladungsstrecke

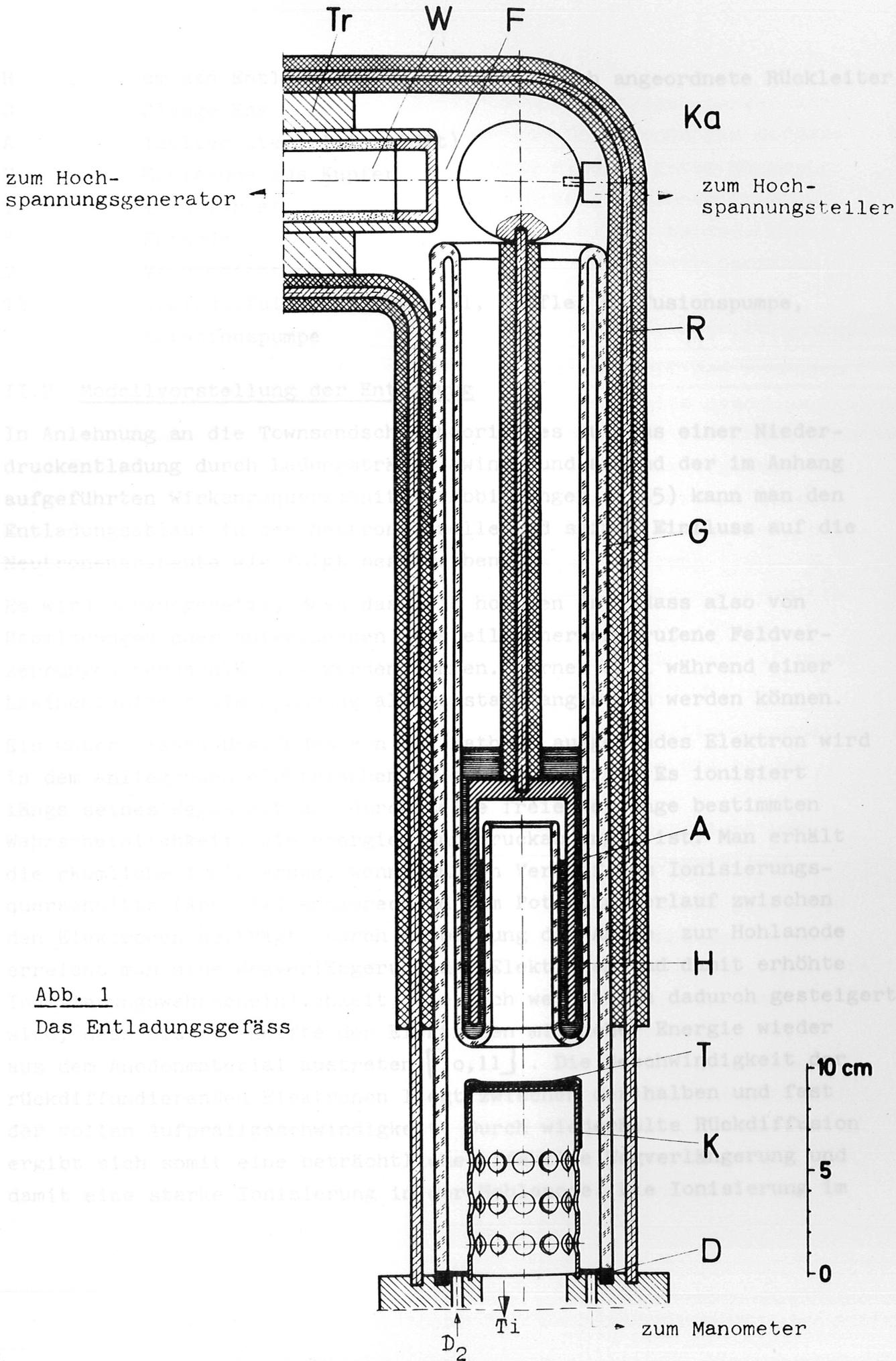


Abb. 1

Das Entladungsgefäß

R	um das Entladungsgefäß konzentrisch angeordnete Rückleiter
G	Glasgefäß
A	Isoliermaterial (Araldit)
H	Hohlanode aus Kupfer
T	Ti-D-Target
K	Kathode
D	Vakuumdichtung
Ti	Tiefkühlfalle, Regelventil, Baffle, Diffusionspumpe, Rotationspumpe

II.2 Modellvorstellung der Entladung

In Anlehnung an die Townsendsche Theorie des Aufbaus einer Niederdruckentladung durch Ladungsträgerlawinen und anhand der im Anhang aufgeführten Wirkungsquerschnitte (Abbildungen A1-A5) kann man den Entladungsablauf in der Neutronenquelle und seinen Einfluss auf die Neutronenausbeute wie folgt beschreiben.

Es wird vorausgesetzt, dass das Feld homogen ist, dass also von Raumladungen oder aufgeladenen Glasteilen hervorgerufene Feldverzerrungen vernachlässigt werden können. Ferner soll während einer Lawinenlaufzeit die Spannung als konstant angesehen werden können.

Ein unter diesen Umständen von der Kathode ausgehendes Elektron wird in dem anliegenden elektrischen Feld beschleunigt. Es ionisiert längs seines Weges mit der durch seine freie Weglänge bestimmten Wahrscheinlichkeit, die energie- und druckabhängig ist. Man erhält die räumliche Ionisierung, wenn man den Verlauf des Ionisierungsquerschnitts (Abb. A1) entsprechend dem Potentialverlauf zwischen den Elektroden aufträgt. Durch Ausbildung der Anode zur Hohlanode erreicht man eine Wegverlängerung der Elektronen und damit erhöhte Ionisierungswahrscheinlichkeit, die noch wesentlich dadurch gesteigert wird, dass bis zur Hälfte der Elektronen mit hoher Energie wieder aus dem Anodenmaterial austreten [10,11]. Die Geschwindigkeit der rückdiffundierenden Elektronen liegt zwischen der halben und fast der vollen Aufprallgeschwindigkeit. Durch wiederholte Rückdiffusion ergibt sich somit eine beträchtliche effektive Wegverlängerung und damit eine starke Ionisierung in der Hohlanode. Die Ionisierung im

Beschleunigungsraum zwischen den Elektroden ist dagegen zu vernachlässigen, da die mittlere freie Weglänge der Elektronen die Gefäßdimensionen bei weitem übertrifft. Man kann also in guter Näherung annehmen, dass alle durch Elektronenstoss erzeugten Ionen innerhalb der Hohlanode und somit auf hohem Potential gebildet werden. Diese Ionen sind überwiegend Molekülionen, da die durch Elektronenstoss gebildeten Atomionen zu vernachlässigen sind [12, 13].

Die auf diese Weise gebildeten Molekülionen werden in dem anliegenden elektrischen Feld beschleunigt und erleiden Stöße mit den ruhenden Gasmolekülen. Obwohl die Entladung auf der linken Seite des Paschenminimums betrieben wird - denn nur hier können die Ionen nennenswerte Energien erreichen - ist doch die mittlere freie Weglänge der Ionen so klein, dass sie auf ihrem Weg zur Kathode mehrmals stoßen und dadurch Lawinen bilden, die aus D_2^+ , D^+ , D_2 und D bestehen. Die Erzeugung von negativen Ionen kann vernachlässigt werden [16]. D_3^+ -Ionen werden nicht berücksichtigt, da keine Entstehungsquerschnitte bekannt sind, obwohl Voruntersuchungen zeigen, dass D_3^+ -Ionen zumindest bei sehr niedrigen Energien für den Entladungsablauf unter Umständen eine wesentliche Rolle spielen könnten [28,29].

Bei den oben erwähnten Stößen der D_2^+ -Ionen oder sonstiger schneller Sekundärteilchen mit einem ruhenden Gasmolekül können die beiden folgenden Prozesse einzeln oder gemeinsam eintreten:

- a) das stossende Teilchen wird umgeladen oder es dissoziiert und
- b) das gestossene Gasmolekül wird ionisiert oder es dissoziiert.

Da die Energie, die beim Stoss übertragen wird, klein ist gegen die von den Ionen im Feld aufgenommene oder noch aufzunehmende Energie, ist es wichtig, die Sekundärteilchen dieser beiden Prozesse zu unterscheiden. Die erzeugten Ionen und Neutralteilchen nach Prozess a) behalten im wesentlichen die Geschwindigkeit des stossenden Teilchens bei. Dagegen haben die Stossprodukte von b) eine zu vernachlässigende Anfangsenergie und können erst nach erfolgter Beschleunigung wieder Stöße erleiden. Die Neutralteilchen von Prozess b) können daher vernachlässigt werden, die schnellen Neutralteilchen jedoch, die bei Reaktion a) entstehen,

fliegen mit gleicher Geschwindigkeit weiter. Sie ionisieren, dissoziieren oder werden ionisiert mit der ihrer Geschwindigkeit entsprechenden, konstanten Wahrscheinlichkeit. Die so entstehenden Lawinen aus Ionen und schnellen Deuteriummolekülen und -atomen bewegen sich auf die Kathode zu. Die einzelnen Teilchen schlagen dort eine von der Geschwindigkeit abhängige Zahl an Sekundärelektronen heraus [7], die zusammen mit den bei ionisierenden Stößen frei werdenden Elektronen für die erneute Bildung von Molekülionen überwiegend in der Hohlanode und somit auf hohem Potential sorgen.

Für die Neutronenausbeute sind wegen der starken Energieabhängigkeit der $D(d,n)He^3$ - Reaktion die Ionen von Bedeutung, die die volle Energie aufgenommen haben (siehe Abb. 2), die also in der Hohlanode gebildet worden sind und ohne Umladungsprozess die Kathode erreichen. Es können aber auch die zahlreichen, unterwegs gebildeten niederenergetischen Ionen - insbesondere bei höherem Druck - einen Beitrag zur Neutronenemission liefern.

Im folgenden soll mittels der im Anhang aufgeführten Wirkungsquerschnitte untersucht werden, welche der Reaktionen der D_2^+ -Ionen und deren Sekundärprodukte mit den ruhenden Gasmolekülen für die Neutronenemission wichtig sind.

Wie Abbildung A2 zeigt, sind die bei diesen zahlreichen Stößen überwiegend entstehenden Teilchen langsame Molekülionen und schnelle D-Atome. Die Zahl der Deuteriumatome (Erzeugungsquerschnitt σ_{D_s} in Abb. A2) ist sehr gross, nämlich ungefähr gleich der Zahl der verloren gegangenen Molekülionen (σ_T). Diese Deuteriumatome haben eine mittlere freie Weglänge, die den Elektrodenabstand übertrifft ($\sigma_{D_s}^+$ in Abb. A5); man kann also annehmen, dass sie auf ihrem Weg zur Kathode praktisch nicht mehr umgeladen werden. Da ferner wegen der kleinen freien Weglänge der Molekülionen die erzeugten D-Atome eine relativ niedrige Geschwindigkeit haben und als Neutralteilchen auch keine weitere Energie mehr aufnehmen können, brauchen sie und ihre Sekundärprodukte in erster Näherung für die Neutronenausbeute nicht berücksichtigt zu werden.

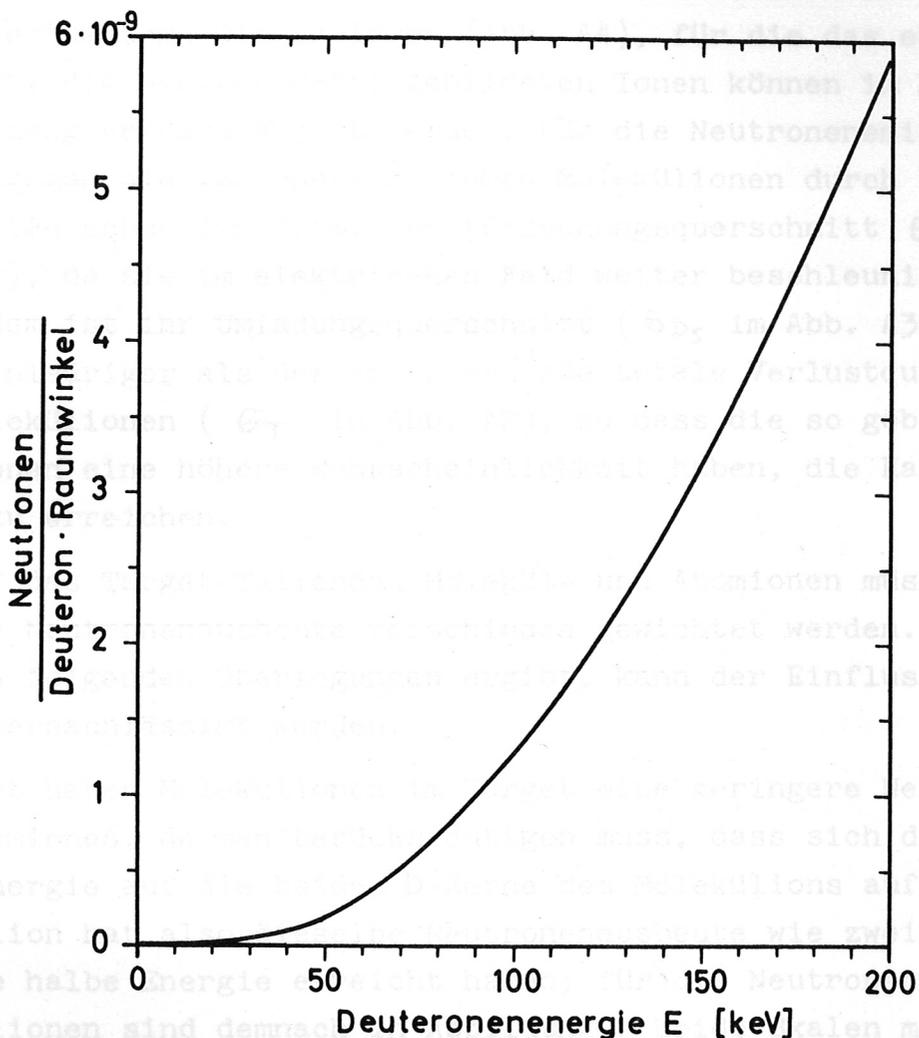


Abb. 2 Die Neutronenausbeute eines Deuterons der Energie E unter 90° zur Auftreffrichtung in einem homogenen Ti-D_{1,0}-Target nach [8]. Für die Neutronenausbeute eines Molekülions sind beide Skalen mit dem Faktor 2 zu multiplizieren.

Ebenso werden die schnellen D_2 -Moleküle (Erzeugungsquerschnitt σ_{D_2} in Abb. A2) keine Rolle spielen, da sie bei Stößen im wesentlichen in Deuteriumatome dissoziieren (Abb. A4), für die das eben Gesagte zutrifft; die wenigen dabei gebildeten Ionen können im Rahmen dieser Abschätzung vernachlässigt werden. Für die Neutronenemission wichtig sind dagegen die von energiereichen Molekülionen durch Dissoziation gebildeten schnellen Atomionen (Erzeugungsquerschnitt σ_{D^+} in Abb. A2), da sie im elektrischen Feld weiter beschleunigt werden. Ausserdem ist ihr Umladungsquerschnitt (σ_{D^+} in Abb. A3) oberhalb 20 keV niedriger als der entsprechende totale Verlustquerschnitt der Molekülionen (σ_T in Abb. A2), so dass die so gebildeten Deuteronen eine höhere Wahrscheinlichkeit haben, die Kathode ungestört zu erreichen. [9] zeigten dasselbe Ergebnis.

Die auf das Target fallenden Molekül- und Atomionen müssen jedoch für die Neutronenausbeute verschieden gewichtet werden. Wie sich aus den folgenden Überlegungen ergibt, kann der Einfluss der D_2^+ -Ionen vernachlässigt werden. Im elektrischen Feld beschleunigt.

Zunächst haben Molekülionen im Target eine geringere Neutronenausbeute als Atomionen, da man berücksichtigen muss, dass sich die aufgenommene Energie auf die beiden D-Kerne des Molekülions aufteilt. Ein Molekülion hat also dieselbe Neutronenausbeute wie zwei Deuteronen, die die halbe Energie erreicht haben; für die Neutronenausbeute von Molekülionen sind demnach in Abbildung 2 beide Skalen mit dem Faktor 2 zu multiplizieren. Damit kann man der Abbildung entnehmen, dass Atomionen eine etwa 4-fach höhere Neutronenausbeute im Target bewirken als Molekülionen. Neutronenemission können durch Massnahmen zur Steigerung

Ferner haben Molekülionen eine mittlere freie Weglänge, die klein ist im Vergleich zum Elektrodenabstand (σ_T in Abb. A2), so dass nur ein sehr geringer Anteil die Kathode mit voller Energie überhaupt erreicht. Die Stossprodukte sind sowohl direkt als auch indirekt über mehrere Reaktionen immer langsame Molekülionen, deren Anfangsenergie zu vernachlässigen ist. Sie können deshalb nur höchstens die Potentialdifferenz durchlaufen, die der Entfernung zwischen Entstehungsort und Kathode entspricht.

Wegen der starken Energieabhängigkeit der $D(d,n)He^3$ - Reaktion können sie daher keinen nennenswerten Beitrag mehr zur Gesamtausbeute liefern. Dieser Effekt wird noch dadurch verstärkt, dass die oberste Schicht des Targets eine geringe Deuteriumkonzentration aufweist [33], die ausserdem noch durch die thermische Belastung erniedrigt wird. Wegen der gegenüber Atomionen kleineren Geschwindigkeit der Molekulationen werden sie bereits in diesen Schichten so weit abgebremst, dass sie bei Erreichen der deuteriumhaltigen Schichten des Targets nur noch eine wesentlich verringerte Reaktionswahrscheinlichkeit haben. Diese Überlegungen werden bestätigt durch Messungen mit Kernspurplatten [7], die ergaben, dass noch bei 140 kV Entladungsspannung Atomionen die Neutronenausbeute bestimmten. Untersuchungen an Kanalstrahlröhren [9] zeigten dasselbe Ergebnis.

Kurz zusammengefasst sind also folgende Vorgänge für die Neutronenemission wesentlich:

In der Hohlanode werden vornehmlich durch Elektronenstoss Molekulationen gebildet. Diese werden im elektrischen Feld beschleunigt, sie ionisieren und dissoziieren bei Stössen mit ruhenden Gas-molekülen. Dabei entstehen unter anderem schnelle Atomionen, die weiter Energie aufnehmen und mit nahezu maximal möglicher Geschwindigkeit auf das Target aufprallen. Diese Deuteronen liefern den wesentlichen Anteil an der Neutronenemission.

II.3 Massnahmen zur Steigerung der Neutronenausbeute

Anhand dieser Modellvorstellung über den Entladungsablauf und der Entstehung der Neutronenemission können nun Massnahmen zur Steigerung der Neutronenausbeute angegeben werden.

Zur Erhöhung des hochenergetischen Anteils der Ionen bietet sich die Ausbildung der Anode zu einer möglichst grossen Hohlanode an. Da man mit konstanter Volumenionisierung rechnen kann, weil die freie Weglänge der Elektronen die Gefässdimensionen bei weitem übertrifft, wird durch Vergrösserung der Hohlanode die Anzahl der durch Elektronenstoss gebildeten Molekulationen entsprechend erhöht. Ausserdem dringt das elektrische Feld bei grösserem Innendurchmesser

der Hohlanode tiefer in diese ein und es wird zusätzlich eine höhere Zahl an Molekülionen beschleunigt. Diese erzeugen durch Stösse weitere Ionen und schnelle Neutralteilchen und sorgen so für eine vermehrte Ionisierung in der Hohlanode durch Ionen- und Neutralteilchenstoss. Wie im folgenden Kapitel erläutert wird, wird bei diesen Stössen neben Molekülionen auch ein hoher Anteil an Atomionen erzeugt, die im Target eine höhere Neutronenausbeute bewirken als Molekülionen.

Von den in der Hohlanode gebildeten Ionen erreicht infolge der oben diskutierten Umladungsprozesse nur ein Bruchteil die Kathode mit voller Energie. Die Wahrscheinlichkeit für Umladung kann durch Verringerung des Abstands (oder des Drucks) reduziert und damit die Neutronenausbeute erhöht werden.

Eine solche Abstandsverkürzung bringt ausserdem einen weiteren Vorteil mit sich: das Beschleunigungsfeld zwischen der Anodenöffnung und der Kathode ist nicht homogen; es enthält eine Radialkomponente, die durch die nahen, konzentrisch angeordneten Rückleiter verursacht wird. Der Ionenverlust durch diese radiale Feldstärkekomponente wird bei geringerem Elektrodenabstand entsprechend sinken.

Eine Erhöhung der Entladespannung wird einen grossen Einfluss auf die Neutronenemission haben; zum einen wegen der starken Energieabhängigkeit der $D(d,n)He^3$ -Reaktion und zum anderen wegen der geringeren Umladungswahrscheinlichkeit der Ionen. Damit die Entladung nicht vorzeitig zündet, muss nämlich bei gleichem Elektrodenabstand die Gasdichte vermindert werden. Ausserdem sinkt der Umladungsquerschnitt der Atomionen (σ_D in Abbildung A3) mit wachsender Ionenenergie. Allerdings verringert sich auch die Reaktionswahrscheinlichkeit der Molekülionen (σ_T in Abbildung A2) und damit die Erzeugung von Atomionen durch Dissoziation von D_2^+ -Ionen.

Eine weitere Steigerung der Neutronenausbeute kann man erreichen, wenn man für eine höhere Deuteriumkonzentration bis in grössere Tiefen des Targets sorgt.

II.4 Konstruktion des Entladungsgefässes

Das elektrische Feld im Entladungsgefäss kann man grob genähert in zwei Teile trennen: das in der Hohlanode exponentiell abfallende Feld [30] und das nahezu homogene Beschleunigungsfeld zwischen Anodenöffnung und Kathode. Mit der Grösse des Durchmessers der Anodenöffnung kann man bei festem Elektrodenabstand innerhalb gewisser Grenzen das Verhältnis des Potentials an der Anodenöffnung zum Gesamtpotential festlegen. Einerseits sollte zur Erhöhung der Ionenerzeugung in der Hohlanode deren Öffnung und damit die Eindringtiefe des Feldes möglichst gross sein. Eine Vergrösserung der Anodenöffnung vermindert jedoch andererseits die Beschleunigungsspannung für die in der Hohlanode gebildeten Ionen. Eine grobe Abschätzung dieser gegenläufigen Einflüsse der Hohlanodenöffnung führte zu einer Konstruktion der Anode, bei der etwa 25% des Gesamtpotentials in der Hohlanode abfallen.

Wenn man eine Entladung auf der linken Seite des Paschenminimums betreibt, ist sie bestrebt, längs der längsten Feldlinie zu zünden [38]. Man muss also durch Stulpen aus Isoliermaterial dafür sorgen, dass die Zündung nur von der Targetoberfläche in die Hohlanode erfolgen kann. In früheren Konstruktionen [7] zeigte sich jedoch, dass besonders bei niedrigen Drücken sehr leicht Gleitfunken über Stulpe und Glaswand zur Kathode auftraten. Ausserdem wurden die Stulpen oft durch Durchschläge zerstört. Es wurde deshalb eine Bauart gewählt, bei der eine Glasstulpe die Anode fast völlig umhüllt (siehe Abb. 1). Die Stulpe wurde innen chemisch aufgeraut, der Zwischenraum mit Araldit¹⁾ blasenfrei ausgegossen.

1) Am besten hat sich für diesen Zweck das Bindemittel AW 106 mit dem Härter HV 953 U in dem Mischungsverhältnis 1 : 0,7 Gewichtsteile bewährt, wobei die Giessharztemperatur 20 Grad nicht überschreiten darf.

II.5 Einfluss der Hohlanode auf die Ionenbildung

Bei bekannter Geometrie des Entladungsgefäßes kann man nun mit der in Kapitel II.2 dargelegten Modellvorstellung von der Entstehung der Neutronenemission und ihrem Zusammenhang mit dem Entladungsablauf Aussagen über die vermehrte Ionenerzeugung in der vergrößerten Hohlanode machen. Dazu wird folgendermassen vorgegangen.

Aus der Dauer der Neutronenemission kann über die vom Potentialverlauf abhängige Ionenlaufzeit in der Hohlanode das Anodenvolumen abgeschätzt werden, das noch Ionen zur Neutronenausbeute beisteuert. Kennt man den Potentialverlauf, so kann man auch über die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte das Schicksal einer Anzahl Testteilchen in der Anode verfolgen und erhält daraus ihre Vermehrung und ihre prozentuale Zusammensetzung an der Anodenöffnung. Hierbei wird jeweils konstante Entladungsspannung vorausgesetzt und nur der Potentialverlauf in der Mittelachse bewertet. Der Fehler, der dadurch entsteht, ist im Rahmen dieser Abschätzung zu vernachlässigen, da hier zwei verschiedene Anoden im Verhältnis zueinander betrachtet werden, nämlich die hier beschriebene und die von Kronast [7] verwendete Hohlanode, im folgenden als Gefäß 1 und Gefäß 2 bezeichnet. Bei der Bestimmung der Ionenlaufzeit wird die durch Umladung der Ionen bewirkte Erhöhung der Laufzeit nicht berücksichtigt. Ferner wird von Feldverzerrungen durch Raum- und Oberflächenladungen abgesehen.

Zur Bestimmung des Potentialverlaufs wurden Modelle der Entladungsgefäße im elektrolytischen Trog vermessen. Die vergossene Glasstulpe von Gefäß 1 beeinflusst allerdings das elektrische Feld des Entladungsraums. Wegen der hohen Dielektrizitätskonstante von Glas und auch von Araldit ist der Potentialabfall in diesen Isoliermaterialien klein, auch werden deswegen die Feldlinien im wesentlichen nur senkrecht aus der Glasoberfläche austreten. Zur Ausmessung des Potentialfeldes der Hohlanode im elektrolytischen Trog kann daher in guter Näherung die vergossene Glasstulpe durch einen Leiter ersetzt werden. Die unter diesen Voraussetzungen durchgeführten Messungen ergeben einen Potentialverlauf, wie er in Abbildung 3 dargestellt ist. Gefäß 2 hat erwartungsgemäss eine kleinere Potentialeindringtiefe.

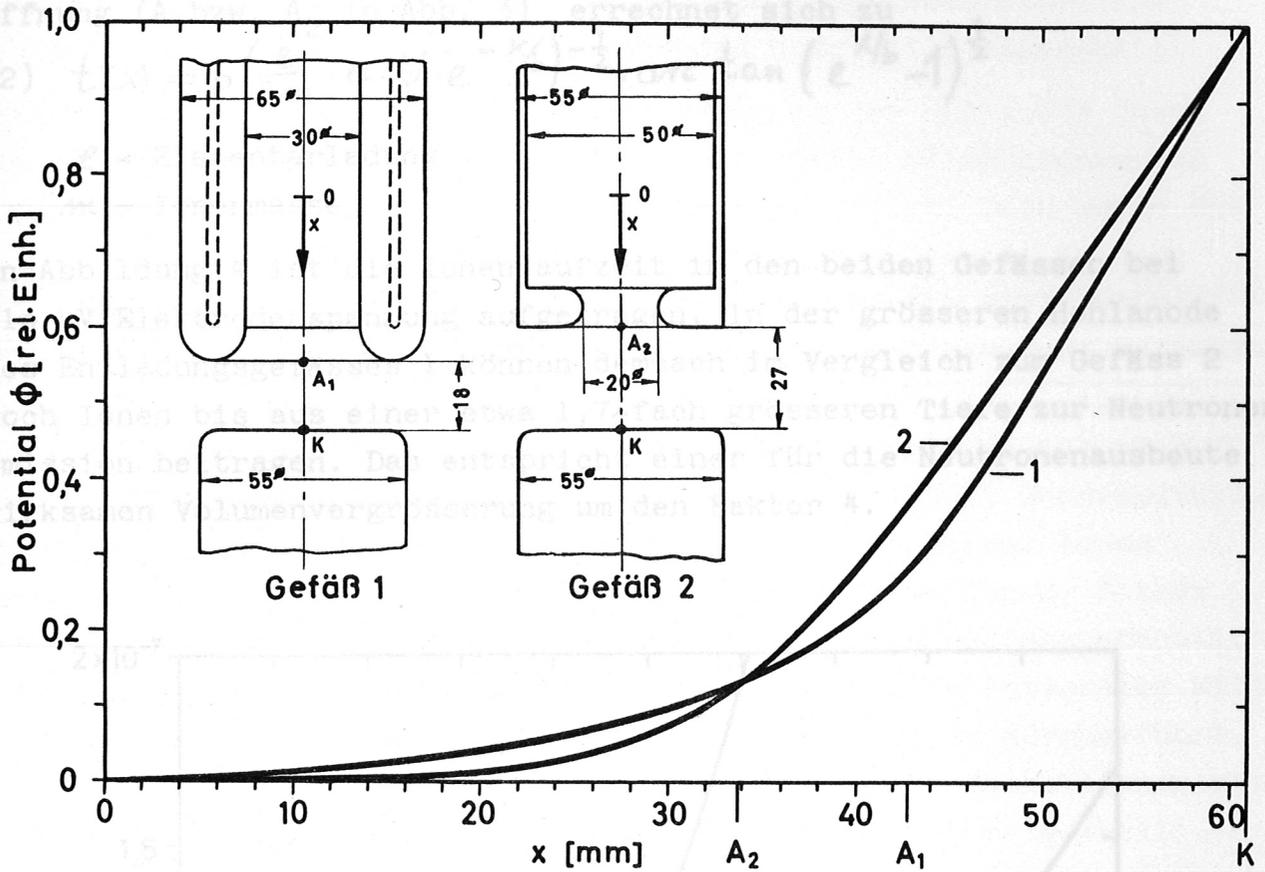


Abb. 3 Der auf die Spannung zwischen den Elektroden bezogene Potentialverlauf auf der Mittelachse der beiden skizzierten Entladungsgefäße. Die Punkte A₁ bzw. A₂ geben die für die Abschätzung angenommene Grenze zwischen inhomogenem Anodenfeld und homogenem Beschleunigungsfeld an.

Innerhalb der Anoden lässt sich der Potentialverlauf $\phi(x)$ mit hinreichender Genauigkeit durch die Beziehung

$$(1) \quad \phi(x) = a \cdot U \cdot e^{\frac{x}{b}}$$

darstellen [30]. Hierbei ist U die Ladespannung, a und b sind von der Geometrie der Hohlanoden abhängige Parameter.

Die Laufzeit $t(x)$ der Atomionen von der Stelle x bis zur Anodenöffnung (A_1 bzw. A_2 in Abb. 3) errechnet sich zu

$$(2) \quad t(x) = b \left(\frac{e}{2m} \cdot a \cdot U \cdot e^{-x/b} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \arctan \left(e^{x/b} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

e = Elementarladung

m = Ionenmasse.

In Abbildung 4 ist die Ionenlaufzeit in den beiden Gefässen bei 110 kV Elektrodenspannung aufgetragen. In der grösseren Hohlanode des Entladungsgefässes 1 können demnach im Vergleich zum Gefäss 2 noch Ionen bis aus einer etwa 1,7-fach grösseren Tiefe zur Neutronenemission beitragen. Das entspricht einer für die Neutronenausbeute wirksamen Volumenvergrösserung um den Faktor 4.

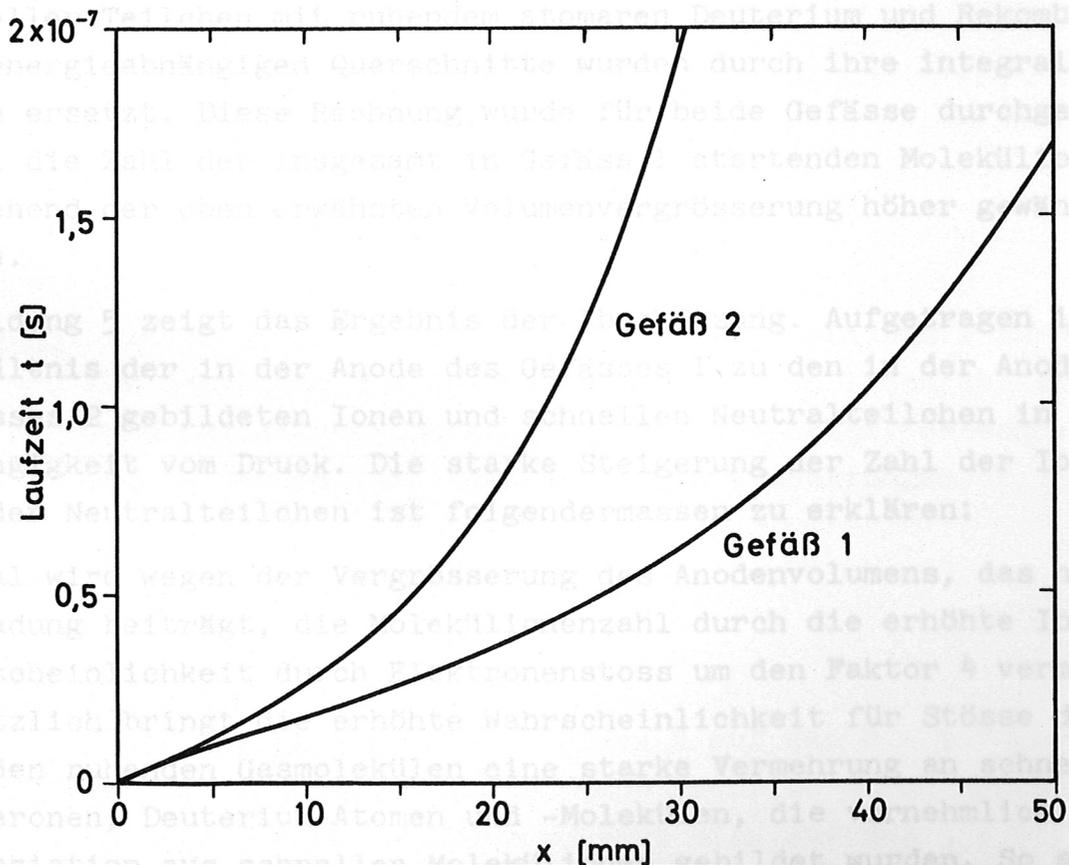


Abb. 4 Die aus dem Potentialverlauf nach Abbildung 3 berechnete Deuteronenlaufzeit von der Stelle x bis zur Öffnung der Hohlanode (A_1 bzw. A_2) der beiden Entladungsgefässe bei 110 kV Elektrodenspannung. Um die Laufzeit für Molekülionen zu erhalten, muss die Ordinate mit dem Faktor $\sqrt{2}$ multipliziert werden.

Der Einfluss des Potentialfeldes in der Hohlanode auf die Ionenbildung durch Stösse der Ionen und der schnellen Neutralteilchen mit den Gasmolekülen wird durch folgendes Modellbild abgeschätzt.

Ausgehend von einer konstanten Ionisierung in der Hohlanode durch Elektronenstoss wurde das Schicksal einer Anzahl Molekülionen von ihrem Entstehungsort bis zur Anodenöffnung verfolgt. Dazu wurde die Anode in drei gleichlange Intervalle geteilt und jeweils am Ende eines Intervalls anhand der Wirkungsquerschnitte die Zahl der bei Umladung, Ionisierung und Dissoziation gebildeten Atom- und Molekülionen und schnellen Neutralteilchen (D_2 und D) und deren Sekundärprodukte berechnet. Hierbei wurde der Potentialverlauf, wie er auf der Mittelachse gemessen wurde, zugrunde gelegt. Nicht berücksichtigt wurden D_3^+ -Ionen, da keine Erzeugungsquerschnitte dieser Ionen bekannt sind; vernachlässigt wurden weiter negative Ionen, Stösse schneller Teilchen mit ruhendem atomarem Deuterium und Rekombination. Die energieabhängigen Querschnitte wurden durch ihre integralen Mittelwerte ersetzt. Diese Rechnung wurde für beide Gefässe durchgeführt, wobei die Zahl der insgesamt in Gefäss 1 startenden Molekülionen entsprechend der oben erwähnten Volumenvergrößerung höher gewählt wurde.

Abbildung 5 zeigt das Ergebnis der Abschätzung. Aufgetragen ist das Verhältnis der in der Anode des Gefässes 1 zu den in der Anode des Gefässes 2 gebildeten Ionen und schnellen Neutralteilchen in Abhängigkeit vom Druck. Die starke Steigerung der Zahl der Ionen und der Neutralteilchen ist folgendermassen zu erklären:

Einmal wird wegen der Vergrößerung des Anodenvolumens, das noch zur Entladung beiträgt, die Molekülionenzahl durch die erhöhte Ionisierungswahrscheinlichkeit durch Elektronenstoss um den Faktor 4 vermehrt. Zusätzlich bringt die erhöhte Wahrscheinlichkeit für Stösse der Ionen mit den ruhenden Gasmolekülen eine starke Vermehrung an schnellen Deuteronen, Deuterium-Atomen und -Molekülen, die vornehmlich durch Dissoziation aus schnellen Molekülionen gebildet wurden. So steigt - wie die Rechnung ergibt - die Zahl der in der Hohlanode vom Gefäss 1 erzeugten Deuteronen auf durchschnittlich 30% der Molekülionen an,

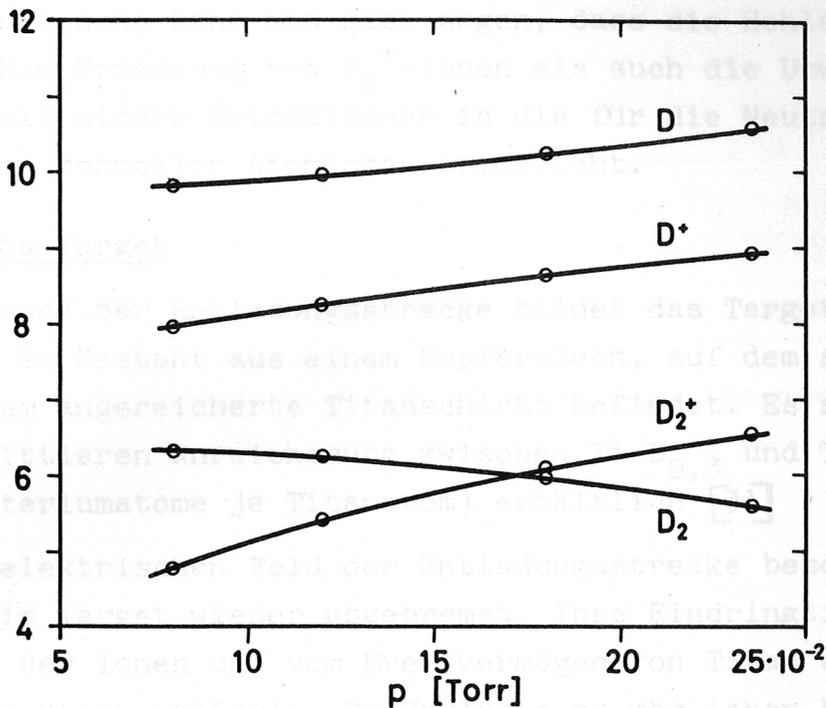


Abb. 5 Das Verhältnis der in der Anode des Gefässes 1 zu den in der Anode des Gefässes 2 gebildeten Ionen und schnellen Neutralteilchen in Abhängigkeit vom Druck, berechnet unter den im Text angeführten Voraussetzungen.

im Verhältnis zur Hohlanode von Gefäss 2 auf das 8 - 9-fache (Abb. 5). Der Verlust der Molekülionen wird hauptsächlich durch Ionisation mehr als ausgeglichen, ihre Zahl vergrössert sich auf das 5 - 6-fache. Auffallend ist ferner der hohe Anteil an schnellen Deuteriumatomen, der einen grossen Einfluss auf die Entladung hat, weil sie an der Kathode Sekundärelektronen herausschlagen und weil das D-Atom bis

zu einer Energie von 40 keV einen höheren Ionisierungsquerschnitt hat als das entsprechende Ion [17].

Zusammenfassend kann man also sagen, dass die Hohlanode sowohl eine verstärkte Erzeugung von D_2^+ -Ionen als auch die Umwandlung von einem Teil dieser Molekülionen in die für die Neutronenemission wichtigen schnellen Atomionen ermöglicht.

II.6 Das Target

Die Kathode der Entladungsstrecke bildet das Target der Neutronenquelle. Es besteht aus einem Kupferblech, auf dem sich eine mit Deuterium angereicherte Titanschicht befindetet. Es sind Targets mit einer mittleren Anreicherung zwischen Ti-D_{0,3} und Ti-D_{1,5} (0,3 bzw. 1,5 Deuteriumatome je Titanatom) erhältlich [31].

Die im elektrischen Feld der Entladungsstrecke beschleunigten Ionen werden im Target wieder abgebremst. Ihre Eindringtiefe ist von der Energie der Ionen und vom Bremsvermögen von Titan und von Deuterium für Deuteronen abhängig. Um Verluste an möglichen Kernprozessen zu vermeiden, muss sichergestellt werden, dass die Dicke der angereicherten Titanschicht auch für die Ionen eine volle Abbremsung ermöglicht, die die gesamte Spannung an der Entladungsstrecke durchfallen haben.

Mit der Abbremsung der Ionen ist eine Erwärmung des Targets verbunden. Sie hat, falls sie einen bestimmten Wert überschreitet, Entgasung des Targets zur Folge [36], da dann der Deuterium-Dissoziationsdruck im Target grösser als der Druck im Entladungsraum ist. Um reproduzierbare und maximale Neutronenausbeuten erhalten zu können, muss deshalb sowohl die Eindringtiefe der Deuteronen als auch die mögliche Erwärmung des Targets bekannt sein.

II.6.1 Die Eindringtiefe der Deuteronen

Die von der Energie E abhängige Reichweite R(E) der Ionen im Target ergibt sich aus dem Bremsvermögen $-\frac{dE}{dx}$ zu

$$(3) \quad R(E) = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE.$$

Messungen des Bremsvermögens von Ti-D, D₂ oder Titan für Deuteronen sind bisher nicht bekannt. Es wurden deshalb unter Berücksichtigung des Atomgewichts aus den bekannten Bremsvermögen von Al und Cu für Protonen die Werte des Bremsvermögens von Titan für Protonen durch Interpolation gewonnen [32, 33, 35]. Mit der im Energiebereich 20 - 80 keV experimentell bestätigten Annahme [34], dass das Bremsvermögen nur von der Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen abhängt, ist

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Proton}}(E) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Deuteron}}(2E)$$

Man erhält also durch einfache Verdoppelung des Energiemasstabes die Werte des Bremsvermögens von Titan für Deuteronen. Das Bremsvermögen von Deuterium für Deuteronen wurde nach oben stehenden Überlegungen aus dem bekannten Bremsvermögen von Wasserstoff für Protonen berechnet [32, 33]. Mit Hilfe der Annahme, dass der Energieverlust je Molekül in einer Verbindung gleich der Summe der Bremsvermögen je Atom ist [35], erhält man schliesslich das Bremsvermögen des Targets aus dem Bremsvermögen von Titan und von Deuterium.

Das Resultat ist in Abbildung 6 dargestellt. Daraus wurde durch graphische Integration nach Gleichung (3) die Reichweite R(E) für Deuteronen in einem Ti-D_{1,0} - Target gewonnen (Abb. 7). Zur Kontrolle wurde die für Energien bis etwa 50 keV gültige Beziehung $\frac{dE}{dx} \sim \sqrt{E}$ [32] integriert und mit in Abbildung 7 eingezeichnet. Legt man Deuteronen mit einer Energie von 250 keV zugrunde, so zeigt sich, dass mit einer Eindringtiefe von 2,2 μ zu rechnen ist.

Die vorstehenden Überlegungen gelten für ein Target homogener Deuteriumverteilung. Nach Gunnensen und James [33] ist jedoch mit einer Verteilung zu rechnen, die eine maximal mögliche Deuteriumanreicherung von Ti-D_{2,0} ab etwa 0,3 μ Tiefe und dann langsames Abfallen bis zum Kupferrücken erwarten lässt. Diese Tiefenabhängigkeit der Deuteriumkonzentration ist für die Eindringtiefe der Deuteronen zu vernachlässigen, ihr Einfluss auf die Neutronenausbeute ist jedoch wesentlich. Um sicher zu stellen, dass auch Deuteronen maximaler Energie immer die höchstmögliche Deuteriumkonzentration vorfinden, wurde deshalb ein Target der mittleren Anreicherung Ti-D_{1,3} mit einer Dicke von 6 μ verwendet.

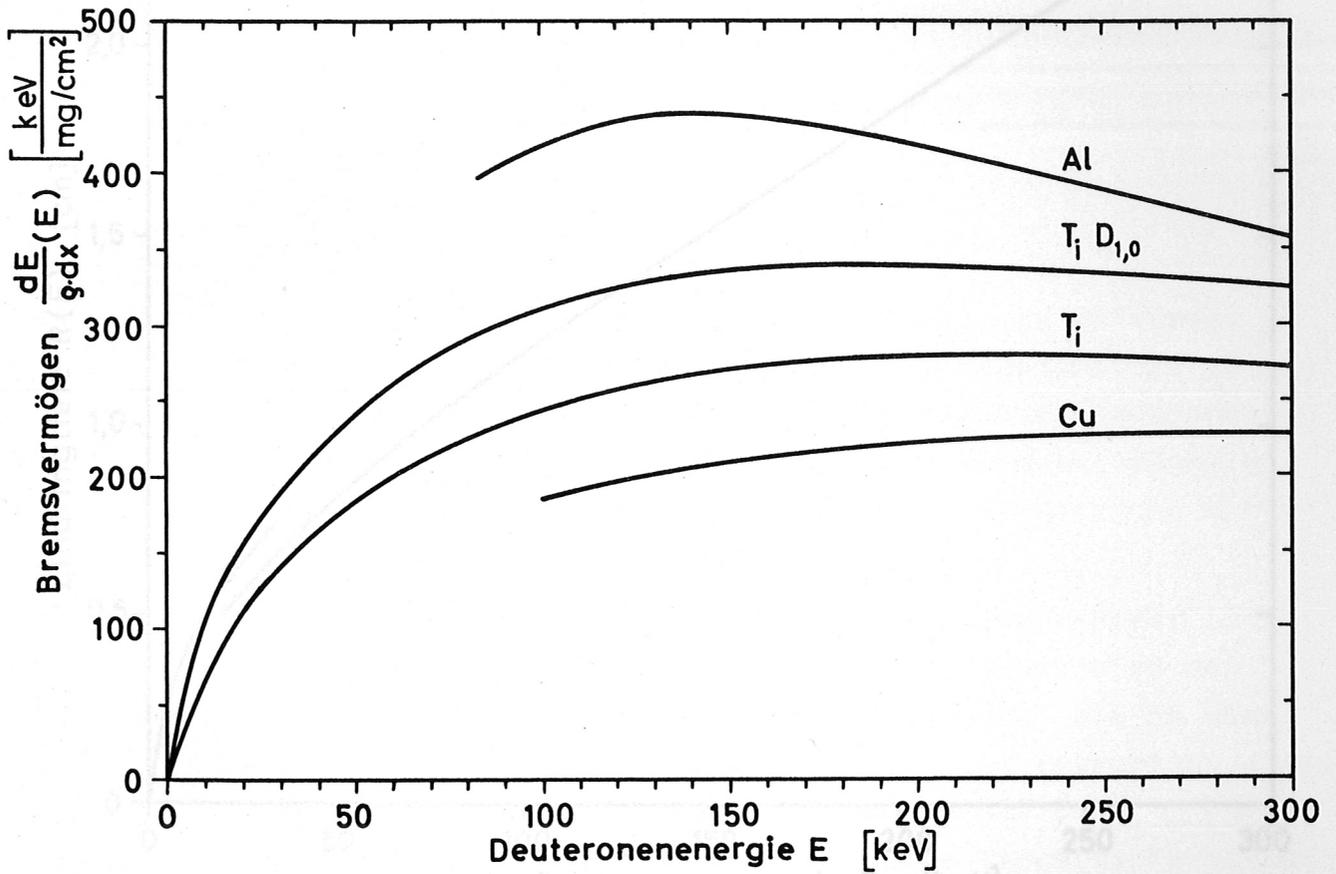


Abb. 6 Das Bremsvermögen von Titan und des Ti-D_{1,0}-Targets für Deuteronen der Energie E, berechnet nach Unterlagen von [32 - 35].

Die Eindringtiefe wurde durch graphische Integration des Bremsvermögens (Abb. 6) erhalten, für kleine Deuteronenenergien kann sie nach [30] berechnet werden.

Eindringtiefe des Deuterons im Target

Die Eindringtiefe des Deuterons in das Target setzt die Kenntnis des Bremsvermögens des Deuterons im Target und die Kenntnis der

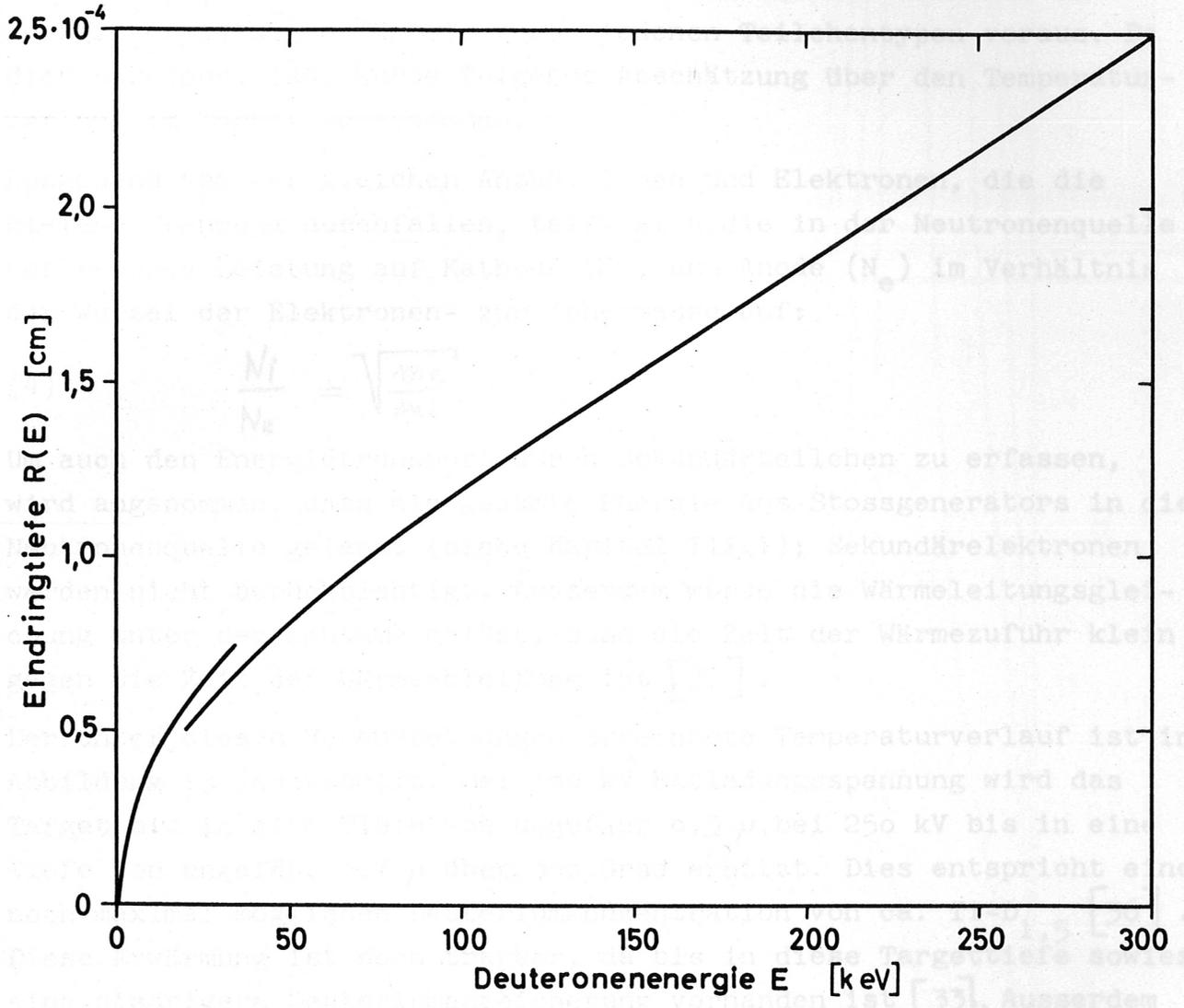


Abb. 7 Die Eindringtiefe von Deuteronen in ein $Ti-D_{1,0}$ -Target in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie E . Die Eindringtiefe wurde durch graphische Integration des Bremsvermögens (Abb. 6) erhalten, für kleine Deuteronenenergien kann sie nach [32] berechnet werden.

II.6.2 Der Temperaturverlauf im Target

Eine genaue Berechnung der Erwärmung des Targets setzt die Kenntnis der Gesamtzahl der beschleunigten Teilchen und die Kenntnis der Energieverteilungen für die verschiedenen Teilchentypen voraus. Da dies unbekannt ist, wurde folgende Abschätzung über den Temperaturverlauf im Target vorgenommen.

Ausgehend von der gleichen Anzahl Ionen und Elektronen, die die gleiche Spannung durchfallen, teilt sich die in der Neutronenquelle verbrauchte Leistung auf Kathode (N_i) und Anode (N_e) im Verhältnis der Wurzel der Elektronen- zur Ionenmasse auf:

$$(4) \quad \frac{N_i}{N_e} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$$

Um auch den Energietransport durch Sekundärteilchen zu erfassen, wird angenommen, dass die gesamte Energie des Stossgenerators in die Neutronenquelle gelangt (siehe Kapitel III.1); Sekundärelektronen werden nicht berücksichtigt. Ausserdem wurde die Wärmeleitungsgleichung unter der Annahme gelöst, dass die Zeit der Wärmezufuhr klein gegen die Zeit der Wärmeableitung ist [37].

Der unter diesen Voraussetzungen errechnete Temperaturverlauf ist in Abbildung 13 dargestellt. Bei 180 kV Entladungsspannung wird das Target bis in eine Tiefe von ungefähr $0,3 \mu$, bei 250 kV bis in eine Tiefe von ungefähr $0,7 \mu$ über 300 Grad erhitzt. Dies entspricht einer noch maximal möglichen Deuteriumkonzentration von ca. $Ti-D_{1,5}$ [36]. Diese Erwärmung ist noch tragbar, da bis in diese Targettiefe sowieso eine niedrigere Deuteriumanreicherung vorhanden ist [33]. Ausserdem ist die maximale Erhitzung so kurzzeitig, dass nur ein geringer Teil an Deuterium in dieser Zeit herausdiffundieren wird. Ferner stellen die oben erwähnten Voraussetzungen der Rechnung sicher, dass die Targeterwärmung eher über- als unterschätzt wird.

Durch Ionen und schnelle Neutralteilchen wird also das Target nicht beschädigt, dagegen kann es durch Elektronenbeschuss sehr leicht zerstört werden. Das tritt ein, wenn sich während der Entladung die Spannung an der Neutronenquelle umpolt und die Elektronen auf die

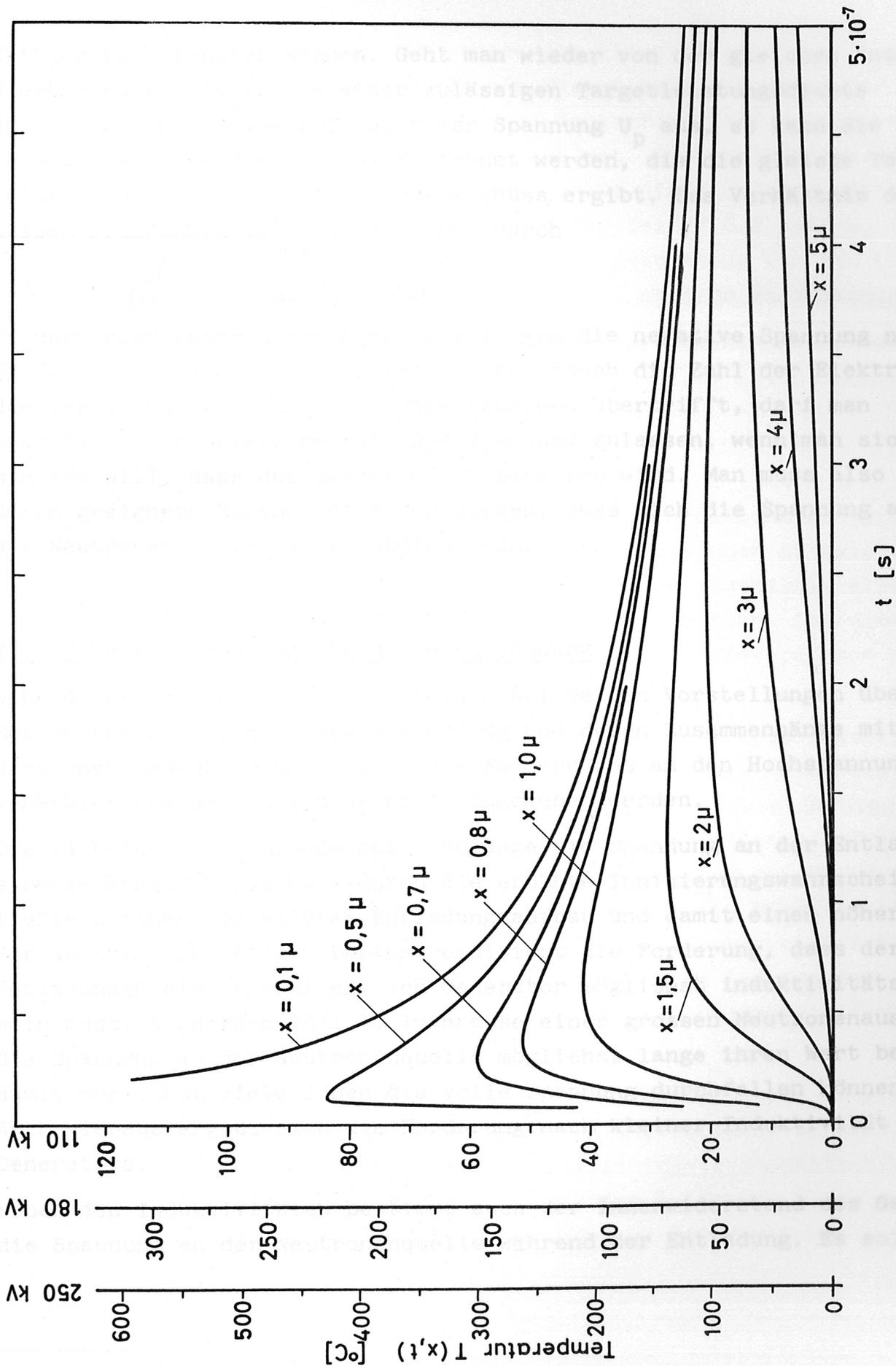


Abb. 13 Der Verlauf der Targeterwärmung in Abhängigkeit von der Zeit t in verschiedenen Tiefen x und bei verschiedenen Entladespannungen, berechnet unter den im Text erwähnten Annahmen.

Kathode beschleunigt werden. Geht man wieder von der gleichen Anzahl Elektronen wie Ionen und einer zulässigen Targetleistungsdichte durch Ionenabbremung bei positiver Spannung U_p aus, so kann die zulässige negative Spannung U_n berechnet werden, die die gleiche Targetleistungsdichte durch Elektronenbeschuss ergibt. Das Verhältnis der beiden Spannungen ist dann bestimmt durch

$$(5) \quad \frac{U_n}{U_p} = \sqrt[3]{\frac{m_e}{m_i}} \approx \frac{1}{20}$$

Es darf also unter diesen Voraussetzungen die negative Spannung nur 5% der positiven Spannung betragen. Da jedoch die Zahl der Elektronen die der Ionen wegen der Sekundärelektronen übertrifft, darf man praktisch kein Unterschwingen der Spannung zulassen, wenn man sicherstellen will, dass das Target nicht zerstört wird. Man muss also durch geeignete Massnahmen dafür sorgen, dass sich die Spannung an der Neutronenquelle nicht umpolen kann.

III. Erzeugung und Messung der Hochspannung

Anhand der in den letzten Kapiteln entwickelten Vorstellungen über den Entladungsablauf, die Targetbelastung und deren Zusammenhänge mit der Neutronenausbeute können jetzt die Forderungen an den Hochspannungsgenerator und den Entladungskreis angegeben werden.

Die verbesserte Hohlanode hat - solange die Spannung an der Entladungsstrecke konstant bleibt - durch die erhöhte Ionisierungswahrscheinlichkeit einen schnelleren Entladungsaufbau und damit einen höheren Stromanstieg zur Folge. Daraus resultiert die Forderung, dass der Entladungskreis einschliesslich Generator möglichst induktivitätsarm sein muss. Ausserdem soll im Interesse einer grossen Neutronenausbeute die Spannung an der Neutronenquelle möglichst lange ihren Wert behalten, damit möglichst viele Ionen die volle Spannung durchfallen können. Auch hieraus ergibt sich die Forderung nach kleiner Induktivität des Generators.

Neben den Induktivitäten bestimmt auch der Innenwiderstand des Generators die Spannung an der Neutronenquelle während der Entladung. Es soll

daher der Hochspannungsgenerator ausserdem einen kleinen Innenwiderstand haben. Eine obere Grenze für die Stromstärke und damit ein Mindestwert für den Innenwiderstand des Generators wird andererseits durch die zulässige Targetaufheizung bestimmt. Sie verlangt weiter, dass sich die Spannung an der Neutronenquelle nicht umpolen darf. Abschätzungen anhand der Überlegungen in Kapitel II.6.2 zeigen, dass für das verwendete Target bei einer Entladungsspannung von 250 kV eine im Generator gespeicherte Energie von maximal etwa 30 Ws zulässig ist. In den folgenden Kapiteln werden ein Generator, der die genannten Forderungen erfüllt, und die Methoden zur Spannungs- und Strommessung beschrieben.

III.1 Der Hochspannungsgenerator

Gewöhnlich wird bei Kurzzeitentladungen von einem Gleichspannungsgenerator mit hohem Innenwiderstand ein Energiespeicher aufgeladen, der dann über Funkenstrecken auf das Entladungsgefäss geschaltet wird. Bei den hohen Spannungen, wie sie hier gefordert werden, ist diese Methode nicht geeignet, weil die erforderlichen Isolierabstände unvertretbar grosse Induktivitätswerte mit sich bringen.

Da bei Impulsbelastung die Werkstoffe eine höhere Durchschlagsfestigkeit [40 - 42], und da Gleitfunken eine relativ lange Aufbauzeit (ungefähr 10^{-6} s) haben, liegt es nahe, einen stromstarken Impulsgenerator zu verwenden, der sehr gedrängt und somit induktivitätsarm aufgebaut werden kann. Es wurde daher der Generator als 10-stufiger Stossgenerator nach Marx konstruiert. In dieser Anordnung werden die Energiespeicher parallel geladen ("Primärkreis") und - über Funkenstrecken geschaltet - in Reihe entladen ("Sekundärkreis"), so dass man am Ausgang des Generators eine der Stufenzahl entsprechende Spannungsvervielfachung erhält (Abbildung 9).

Um den Generator möglichst induktionsarm aufzubauen, wurde eine bifilare Anordnung des Sekundärkreises angestrebt. Modellversuche ergaben für die in Abbildung 10 gezeigte Anordnung die geringste Induktivität. Um die dort eingezeichneten Abstände a, b, c, die neben der Durchschlagsfestigkeit des Isoliermaterials vom Durchmesser der Funkenstrecken-

Abb. 10 Die induktivitätsarme Anordnung des "Sekundärkreises" des Generators in perspektivischer Darstellung mit den im Text erwähnten Abständen a, b und c.

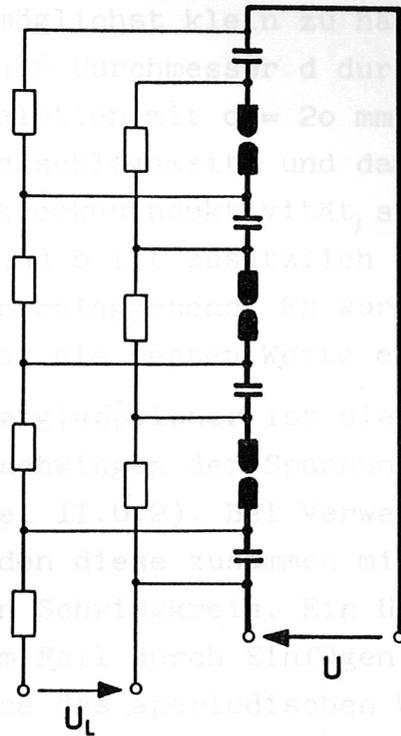
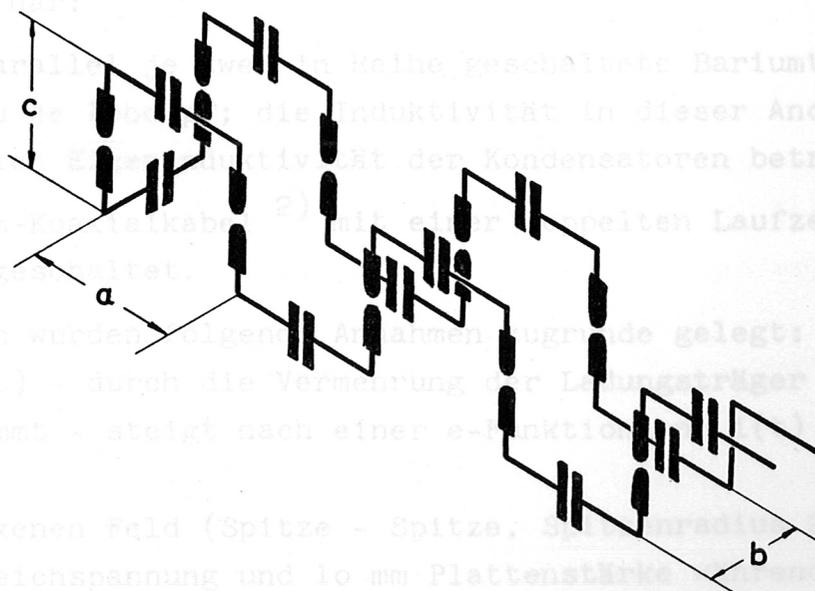


Abb. 9 Prinzipschaltung eines Stossgenerators mit dem stärker gezeichneten Hochspannungsteil ("Sekundärkreis").



- 1) Im inhomogenen Feld (Spitze - Spitze, Spitzwinkel 20 mm) konnte bei 150 kV Gleichspannung und 10 mm Plattenstärke kein Durchschlag erzielt werden.
- 2) Siemens 2 YCV

Abb. 10 Die induktivitätsarme Anordnung des "Sekundärkreises" des Generators in perspektivischer Darstellung mit den im Text erwähnten Abständen a, b und c.

kalotten abhängen, möglichst klein zu halten, wurden Vorversuche mit Kalotten verschiedener Durchmesser d durchgeführt. Auf Grund der Ergebnisse wurden Kalotten mit $d = 20$ mm gewählt, da für grössere Durchmesser die Durchschlagsweite und damit die wesentliche Induktivität, nämlich die Funkenstreckeninduktivität, sich nicht verringern liessen. Für die Abstände a und b ist zusätzlich die benötigte Stärke des Isoliermaterials ausschlaggebend. Es wurde Trovidur verwendet, das bei Durchschlagsprüfungen die besten Werte ergab. ¹⁾

Für die Wahl der Energiespeicher ist die Forderung mit zu berücksichtigen, dass ein Unterschwingen der Spannung an der Neutronenquelle unzulässig ist (Kapitel II.6.2). Bei Verwendung von Kapazitäten als Energiespeicher bilden diese zusammen mit den unvermeidbaren Kreisinduktivitäten einen Schwingkreis. Ein Unterschwingen der Spannung lässt sich in diesem Fall durch Einfügen eines Ohmschen Widerstands mindestens der Grösse des aperiodischen Widerstands $R_{ap} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ erreichen. Verwendet man dagegen Koaxialkabel als Energiespeicher, so muss der Entladungskreis einen Ohmschen Widerstand mindestens der Grösse des Wellenwiderstands enthalten. Um den für die Neutronenquelle besser geeigneten Speichertypus zu finden, wurden zwei Spezialfälle verglichen. Sie stellen den jeweils günstigsten, induktivitätsärmsten Aufbau einer Generatorstufe bei gleicher Energie und Ladespannung bis zu 30 kV dar:

- a) Neunmal parallel je zwei in Reihe geschaltete Bariumtitanat-Kondensatoren zu je 1000 pF; die Induktivität in dieser Anordnung einschliesslich Eigeninduktivität der Kondensatoren beträgt etwa 100 nH.
- b) Elf 60-Ohm-Koaxialkabel ²⁾ mit einer doppelten Laufzeit von je 100 ns, parallel geschaltet.

Dem Vergleich wurden folgende Annahmen zugrunde gelegt:

Der Strom $i(t)$ - durch die Vermehrung der Ladungsträger im Entladungsgefäss bestimmt - steigt nach einer e-Funktion an: $i(t) \sim e^{t/\tau} - 1$

¹⁾ Im inhomogenen Feld (Spitze - Spitze, Spitzenradius 2 mm) konnte bei 150 kV Gleichspannung und 10 mm Plattenstärke während fünf Minuten kein Durchschlag erzielt werden.

²⁾ Siemens 2 YCY

(T = Zeitkonstante des Stromanstiegs). Dies gilt zumindest für die Zeit der Neutronenemission ($t \leq T$) [7]. Es werden zunächst nur die Induktivitäten L berücksichtigt, die bei Verwendung von Kondensatoren als Energiespeicher zusätzlich auftreten.

Werden die Energiespeicher durch Kondensatoren gebildet, so wird nach nebenstehendem Ersatzschaltbild (Abb. 11) die Spannung $U_C(t)$ an der Entladungsstrecke durch folgende Beziehung bestimmt

$$(6) \quad U_C(t) = U_0(t) - L \frac{d}{dt} i(t) - R \cdot i(t).$$

Abb. 12

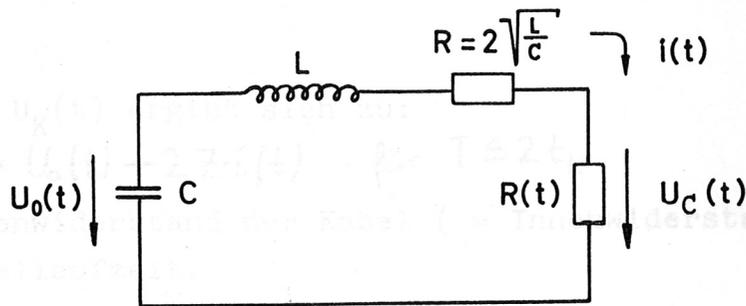


Abb. 11

Hierbei ist C = Kapazität der Kondensatoren, L = Eigeninduktivität der Kondensatoren und Induktivität der Kondensatorenanordnung, $U_0(t)$ = Ladespannung, $R(t)$ = Innenwiderstand der Neutronenquelle.

Verwendet man dagegen Kabel als Energiespeicher, so ergibt sich das Ersatzschaltbild nach Abbildung 12. und vergrößert werden. Dies hat für die Entladungsstrecke eine weitere Spannungsverminderung zur Folge.

Dieser Fallzustand zusammen mit dem Resultat der Rechnung zeigt die Überlegenheit von Koaxialkabeln als Energiespeicher zum Betrieb der Neutronenquelle. Es wurden deshalb für den Hochspannungsimpulsgenerator Koaxialkabel der oben genannten Type benutzt.

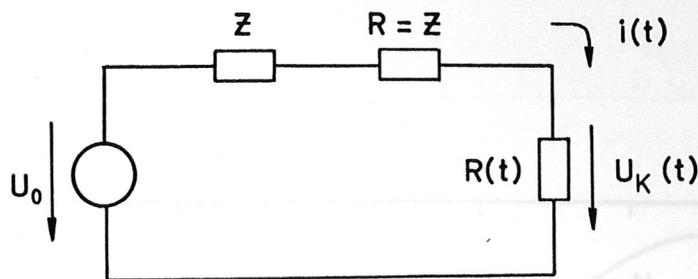


Abb. 12

Die Spannung $U_K(t)$ ergibt sich zu:

$$(7) \quad U_K(t) = U_0(t) - 2Z \cdot i(t) \quad \text{für } T \leq 2t_L$$

mit Z = Wellenwiderstand der Kabel (= Innenwiderstand des Generators) und t_L = Kabelllaufzeit.

Der berechnete Spannungsverlauf $U_C(t)$ bzw. $U_K(t)$ und die in der Neutronenquelle jeweils umgesetzte Leistung sind in Abbildung 13 dargestellt. Es zeigt sich, dass unter den oben genannten Voraussetzungen bei gleichem Strom der Spannungsverlauf an der Neutronenquelle wesentlich günstiger bei der Verwendung von Kabeln als Energiespeicher ist.

Zur Abschätzung des Einflusses der nicht berücksichtigten Induktivitäten kann überschlägig gesagt werden, dass sich in beiden Fällen die Spannung an der Neutronenquelle durch den zusätzlichen induktiven Spannungsabfall erniedrigen wird. Bei der Kondensatorentladung muss aber ausserdem der aperiodische Widerstand vergrössert werden. Dies hat für die Entladungsstrecke eine weitere Spannungsverminderung zur Folge.

Dieser Tatbestand zusammen mit dem Resultat der Rechnung zeigt die Überlegenheit von Koaxialkabeln als Energiespeicher zum Betrieb der Neutronenquelle. Es wurden deshalb für den Hochspannungsimpulsgenerator Koaxialkabel der oben genannten Type benutzt.

In Text angeführten Annahmen.

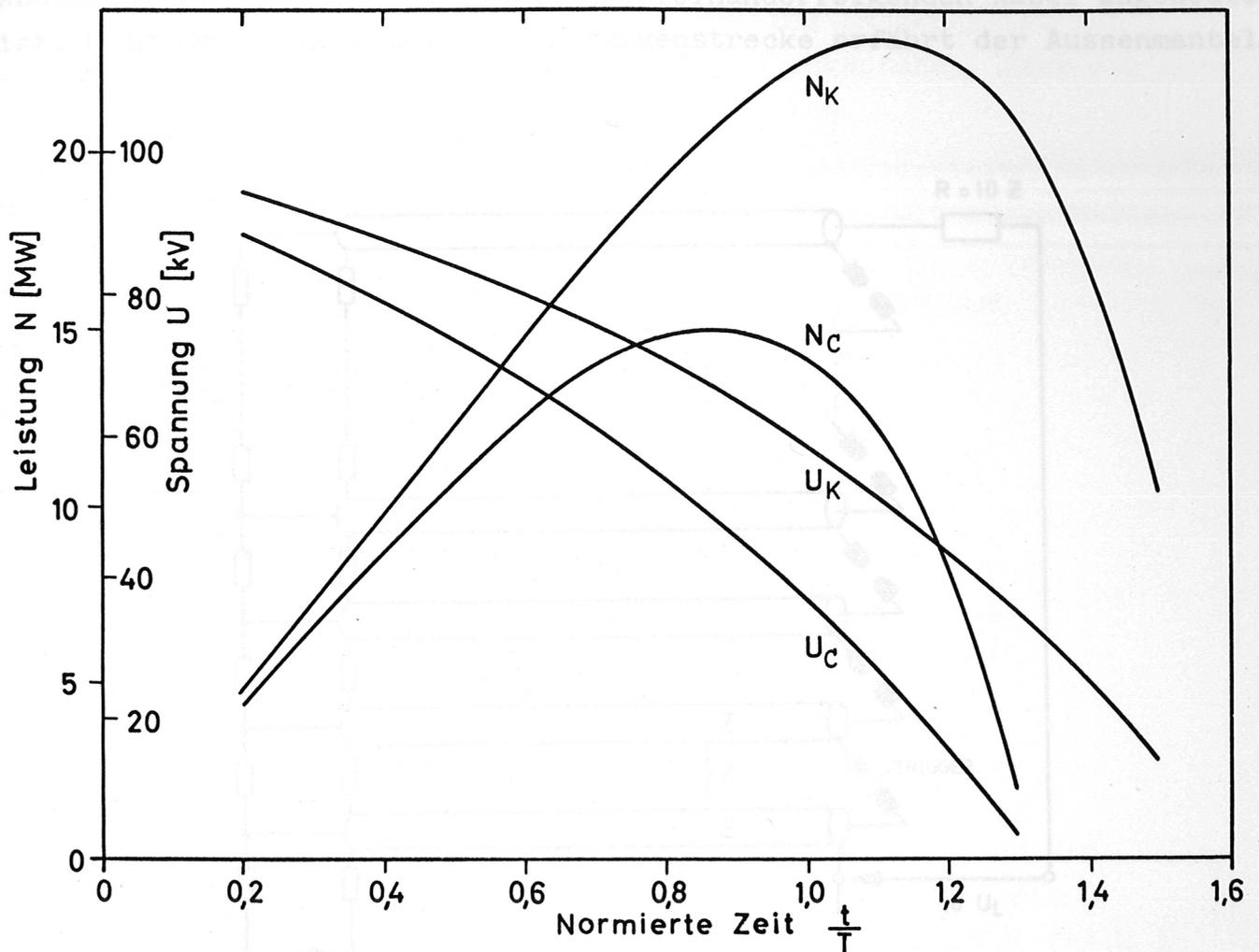


Abb. 13 Der zeitliche Verlauf der Spannung U und der Leistung N an der Neutronenquelle bei der Verwendung von Kabeln (Index K) oder Kondensatoren (Index C) als Energiespeicher, berechnet mit den im Text angeführten Annahmen.

Bei der Anordnung der Kabel war zu vermeiden, dass zwei Stufen des Generators als Lecherleitung mit dem jeweils durch Abstand und Dielektrikum bestimmten Wellenwiderstand Z wirkten, wie es in Abbildung 14 für die ersten beiden aufeinanderfolgenden Kabel angedeutet ist. Beim Durchzünden der ersten Funkenstrecke erfährt der Aussenmantel

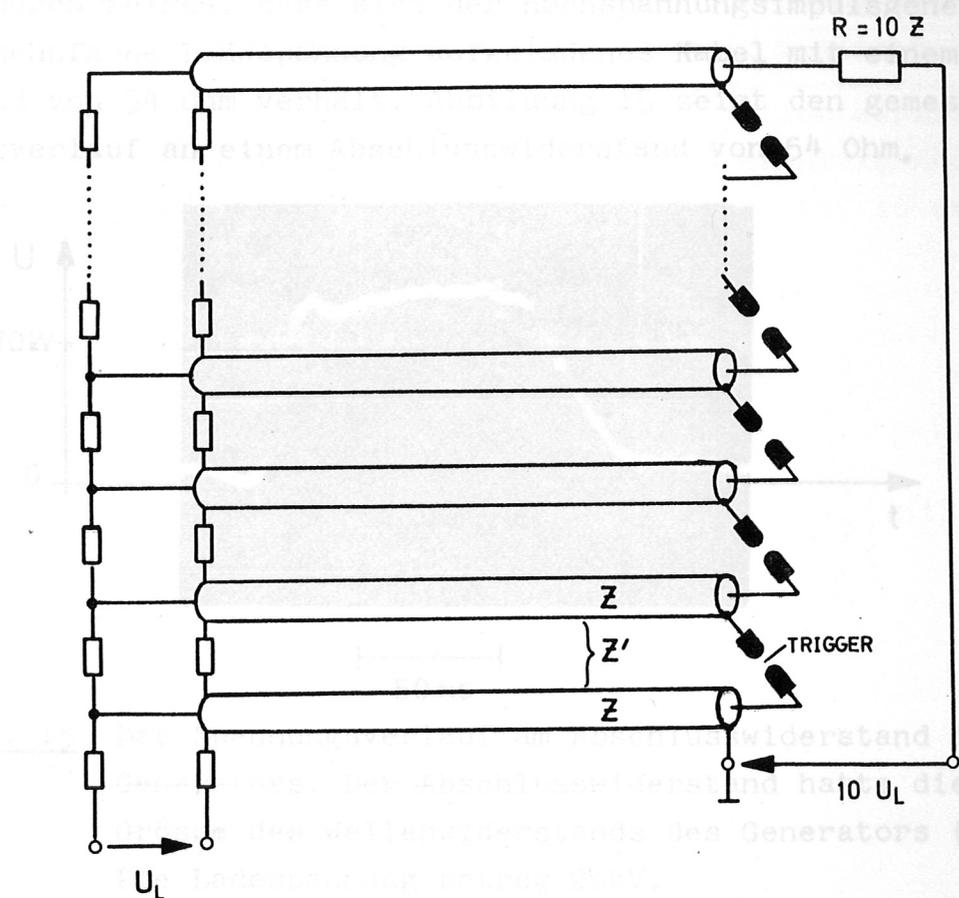


Abb. 14 Prinzipschaltbild des verwendeten 10-stufigen Stossgenerators mit Kabeln als Energiespeicher und dem Widerstand R , der sicherstellt, dass kein negatives Unterschwingen der Ausgangsspannung auftritt.

des zweiten Kabels einen Spannungssprung. Die dabei in die Lecherleitung laufende Welle verbraucht die Leistung $N = U_0 \frac{Z'}{(Z+Z')^2}$. Um diesen Energieverlust zu verhindern, wurde dafür gesorgt, dass keine Lecherleitungen entstehen können. Die einzelnen Kabel wurden aufgerollt und die Aussenmäntel galvanisch verbunden. Die aufgerollten Kabel der verschiedenen Generatorstufen wurden so angeordnet, dass sie nur sehr kleine Kapazitäten C_G miteinander bildeten.

Die Messungen zeigen, dass sich der Hochspannungsimpulsgenerator wie ein auf zehnfache Ladespannung aufgeladenes Kabel mit einem Wellenwiderstand von 54 Ohm verhält. Abbildung 15 zeigt den gemessenen Spannungsverlauf an einem Abschlusswiderstand von 54 Ohm.

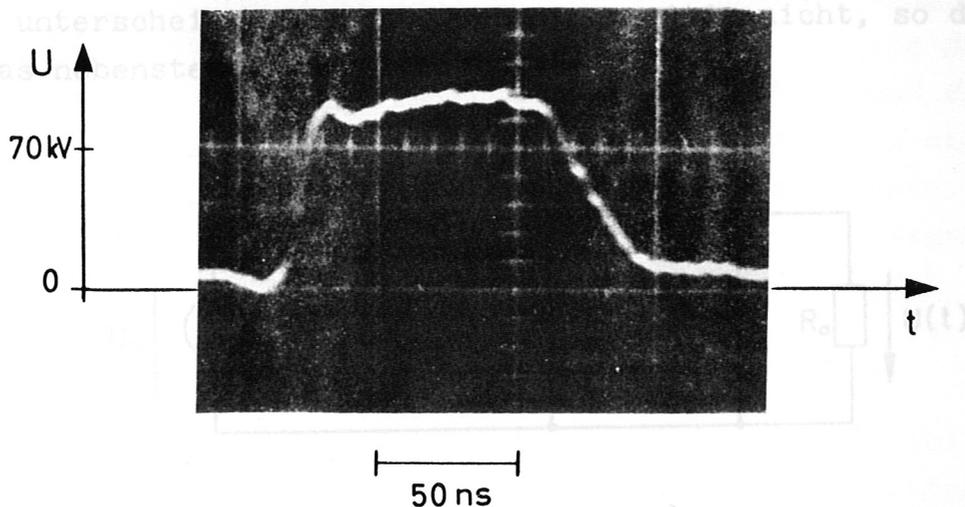


Abb. 15 Der Spannungsverlauf am Abschlusswiderstand des Generators. Der Abschlusswiderstand hatte die Grösse des Wellenwiderstands des Generators (54Ω). Die Ladespannung betrug 20 kV.

Wegen der geringen Induktivität ($L < 500$ nH bei 30 kV Ladespannung) und den der niedrigen Gesamtkapazität zwischen den einzelnen Generatorstufen ($C_G < 30$ pF) ergibt sich ein nahezu rechteckiger Spannungsverlauf ohne Reflexionen mit der doppelten Kabellauflzeit als Impulslänge. Schaltet man diesen Abschlusswiderstand von der Grösse des Wellenwiderstands des Generators in den Entladungskreis, wird sichergestellt, dass der Gesamtwiderstand, auf den der Generator entladen wird, nie unter den Wert des Wellenwiderstands sinkt. Damit sind negative

Spannungs- und Stromreflexionen unterbunden und die in Kapitel II.6.2 aufgestellten Forderungen erfüllt. Messungen des Spannungsverlaufs an der Neutronenquelle bestätigen dies.

III.2 Der Spannungsteiler

Um die an der Neutronenquelle auftretende Hochspannung und den schnellen Spannungszusammenbruch während der Entladung messen zu können, muss der benötigte Spannungsteiler gute zeitliche Auflösung bei grossem Teilungsverhältnis und hoher Spannungsfestigkeit besitzen.

Die beiden in Frage kommenden Möglichkeiten, nämlich kapazitiver Teiler oder Spannungsteiler mit Differenzierglied und nachfolgender Integration unterscheiden sich hochspannungsseitig nicht, so dass für beide das nebenstehende Ersatzschaltbild gilt:

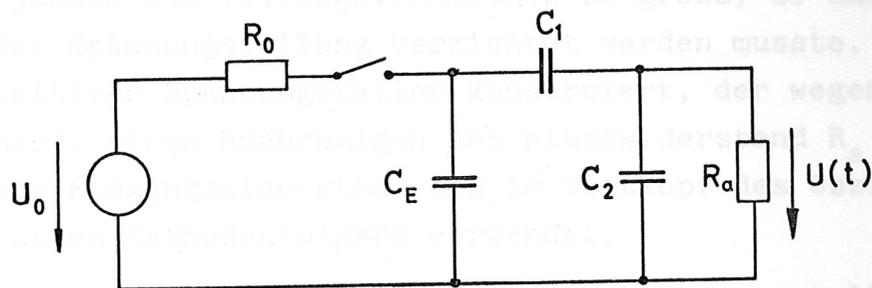


Abb. 16

U_0 ist die Hochspannungsquelle mit dem Innenwiderstand R_0 , die auf die Teilerkapazitäten C_1 und C_2 bzw. beim Differenzierglied auf die Kapazität C_1 und die parasitäre, konstruktiv bedingte Kapazität C_2 geschaltet wird. C_E ist die ebenfalls konstruktiv bedingte, immer vorhandene Eingangskapazität.

Die Ausgangsspannung $U(t)$ an dem Widerstand R_a genügt folgender Differentialgleichung:

$$(8) \frac{d^2 U}{dt^2} (R_0 C_E + R_0 C_2 + R_0 C_E \frac{C_1}{C_2}) + \frac{dU}{dt} \left(\frac{R_0 C_E}{R_a C_1} + \frac{R_0}{R_a} + \frac{C_2}{C_1} + 1 \right) + \frac{1}{R_a C_1} U = 0$$

Wie die Lösung dieser Gleichung für $C_1 \ll C_E \ll C_2$ zeigt, bestimmt die Zeitkonstante $T_1 = R_0 C_E$ den Anstieg, die Zeitkonstante $T_2 = C_2 R_a$ den Abfall der Ausgangsspannung $U(t)$. Man hat jetzt in der Hand, durch geeignete Wahl der Zeitkonstante T_2 den Teiler entweder als Spannungsteiler oder als Differenzierglied arbeiten zu lassen. Im letzteren Fall erhält man, wenn ein Integrierglied mit der Zeitkonstante T angeschlossen wird, für $T_1 \ll T_2 \ll T_3$ eine Spannungsteilung $1: \frac{C_1^3 \cdot T_2}{C_2 \cdot T_3}$. Allerdings bestimmt dann die Zeitkonstante T_2 den Anstieg der Ausgangsspannung. Für einen geforderten Anstieg von 5 ns und eine Messzeit von 1 μ s wird jedoch das Teilungsverhältnis zu gross, so dass auf diese einfache Art der Spannungsteilung verzichtet werden musste. Es wurde daher ein kapazitiver Spannungsteiler konstruiert, der wegen der geforderten Messzeit einen hochohmigen Abschlusswiderstand R_a verlangt; hierzu wurde der Eingangswiderstand des im Tastkopf des Oszillographen eingebauten Kathodenfolgers verwendet.

Der schematische Aufbau des Teiler ist in Abb. 17 dargestellt. Die Teilerkapazität C_2 wird durch die Kapazität der zwei Platten gegen die von ihnen eingefasste, mittlere Platte gebildet, die mit dem über die Wand der Abschirmkabine A geerdeten Metallrohr R verbunden ist. Als Dielektrikum D dient eine 5/100 mm dicke Folie, die zur Kontaktierung mit Leitsilber beschichtet ist. C_1 ist durch den Abstand der Hochspannung führenden Elektrode zur gegenüberliegenden Platte von C_2 , dem Durchmesser d des Metallrohrs R und dem Dielektrikum ϵ_r definiert. C_1 wird durch die Kaminwirkung des Rohrs sehr verringert, dessen abschwächende Wirkung proportional zu $e^{-l/d}$ (l = Länge des Kamins) ist [30], so dass C_1 in weiten Grenzen einstellbar ist. Diese Konstruktion hat den Vorteil, dass sich sehr kleine, definierte Kapazitätswerte erreichen lassen (10^{-2} pF). Die Eingangskapazität C_E wird durch den Abstand zwischen der Hochspannungselektrode und dem Rohr R und dem Dielektrikum ϵ_r definiert. Direkt an der Kapazität C_2 wird der hochohmige Eingang des

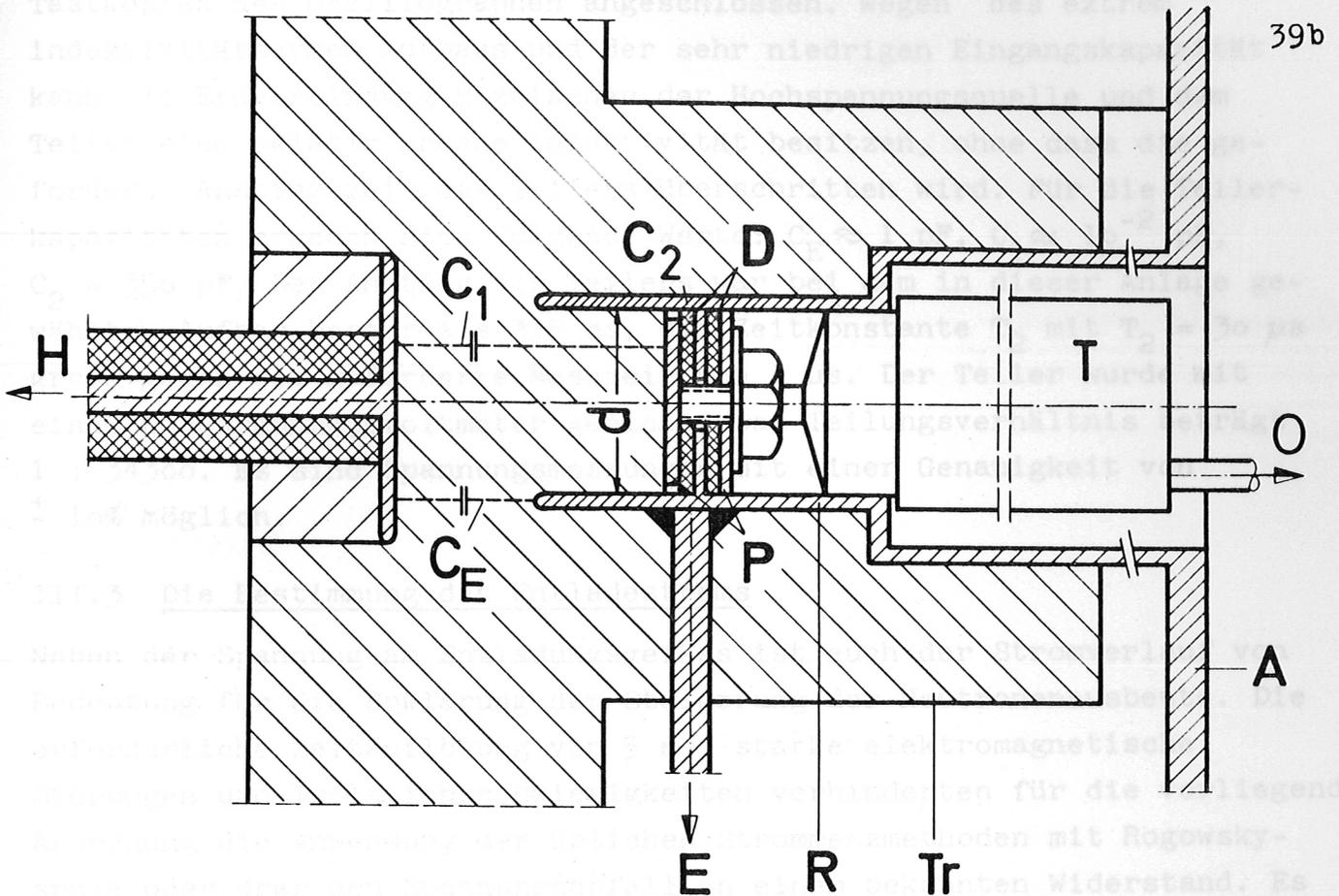


Abb. 17 Schnitt durch den Hochspannungsteiler

- H Hochspannungsanschluss
- C_1, C_2 Teilerkapazitäten, 10^{-2} pF bzw. 350 pF
- C_E Eingangskapazität, 1 pF
- D Dielektrikum der Teilerkapazität C_2
- P äussere Metallplatten der Teilerkapazität C_2
- R Metallrohr
- d Innendurchmesser des Metallrohrs
- Tr Isoliermaterial (Trovidur)
- E Erdverbindung der Hochspannungsquelle
- T Tastkopf mit Eingangswiderstand R_a
- O Oszillographenanschluss des Tastkopfes
- A Abschirmkabine

Tastkopfes des Oszillographen angeschlossen. Wegen des extrem induktivitätsarmen Aufbaus und der sehr niedrigen Eingangskapazität kann die Erdverbindung E zwischen der Hochspannungsquelle und dem Teiler eine relativ grosse Induktivität besitzen, ohne dass die geforderte Anstiegszeit des Teilers überschritten wird. Für die Teilerkapazitäten ergeben sich folgende Werte: $C_E \approx 1 \text{ pF}$, $C_1 \approx 10^{-2} \text{ pF}$, $C_2 = 350 \text{ pF}$. Der Anstieg des Teilers war bei dem in dieser Anlage gewählten Aufbau besser als $3,5 \text{ ns}$, die Zeitkonstante T_2 mit $T_2 = 30 \mu\text{s}$ gross gegen die geforderte Messzeit von $1 \mu\text{s}$. Der Teiler wurde mit einem Hochspannungsvoltmeter geeicht. Das Teilungsverhältnis beträgt $1 : 34300$. Es sind Spannungsmessungen mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ möglich.

III.3 Die Bestimmung des Entladestroms

Neben der Spannung am Entladungsgefäss ist auch der Stromverlauf von Bedeutung für die Erklärung der Steigerung der Neutronenausbeute. Die erforderliche Zeitauflösung von 5 ns , starke elektromagnetische Störungen und Isolationsschwierigkeiten verhinderten für die vorliegende Anordnung die Anwendung der üblichen Strommessmethoden mit Rogowsky-spule oder über den Spannungsabfall an einem bekannten Widerstand. Es wurde deshalb ein Verfahren entwickelt, das es ermöglicht, den Stromverlauf aus dem gemessenen Spannungsverlauf an der Entladungsstrecke zu gewinnen.

Wir betrachten ein verlustloses Kabel der Länge l , das mit einem Widerstand R_1 von der Grösse des Wellenwiderstands Z und einem zeitlich variablen Widerstand $R(t)$ abgeschlossen ist (Abbildung 18). Die Induktivitäten und Kapazitäten des Abschlusses seien vernachlässigbar. Nach D'Alembert lässt sich an jeder Stelle x eines Kabels die Spannung $U(x,t)$ aus zwei gegeneinander laufenden Spannungswellen $f(x,t)$ und $g(x,t)$ zusammensetzen. Insbesondere gilt für das Kabelende ($x = l$):

$$(9) \quad U(l,t) = f(l,t) + g(l,t) = i(l,t) \cdot (Z + R(t)),$$

$$(10) \quad i(l,t) \cdot Z = f(l,t) - g(l,t).$$

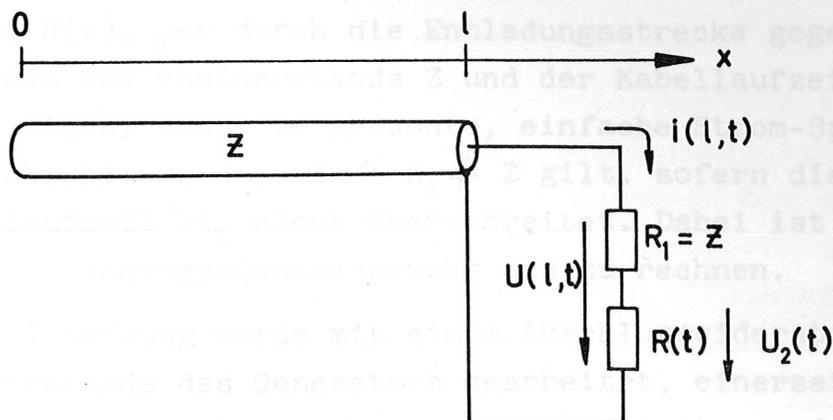


Abb. 18

Daraus errechnet sich die reflektierte Welle

$$(11) \quad g(l,t) = f(l,t) \frac{R(t)}{2Z + R(t)}.$$

Da weiter

$$(12) \quad i(l,t) \cdot (2Z + R(t)) = 2 f(l,t)$$

ist, folgt, dass die reflektierte Spannungswelle stets gleich der halben Spannung am Widerstand $R(t)$ ist:

$$(13) \quad g(l,t) = \frac{1}{2} U_2(t).$$

Diese reflektierte Welle $g(l,t)$ wird am vorderen Kabelende ($x = 0$) in voller Höhe reflektiert und erscheint nach der doppelten Laufzeit $2t_L$ wieder am Kabelende als hinlaufende Welle. Damit ergibt sich der Strom zu

$$(14) \quad i(l,t_2) = \frac{U_2(l,t_1) - U_2(l,t_2)}{2Z}$$

mit $t_2 = t_1 + 2t_L$.

Damit lässt sich der Strom aus dem gemessenen Spannungsverlauf am Widerstand $R(t)$, der durch die Entladungsstrecke gegeben ist, bei Kenntnis des Wellenwiderstands Z und der Kabellaufzeit t_L ermitteln. Man kann zeigen, dass die genannte, einfache Strom-Spannungsbeziehung auch für Abschlusswiderstände $R_1 \neq Z$ gilt, sofern die Messzeit die doppelte Laufzeit $2t_L$ nicht überschreitet. Dabei ist die Messzeit vom Beginn des Spannungszusammenbruchs aus zu rechnen.

In dieser Anordnung wurde mit einem Abschlusswiderstand der Grösse des Wellenwiderstands des Generators gearbeitet, einerseits um eine unbegrenzte Strommesszeit zu erhalten, andererseits um das Unterschwingen der Spannung an der Neutronenquelle zu unterdrücken.

Die Genauigkeit der Strommessung ist von den Induktivitäten und Kapazitäten im Entladungskreis, der Dämpfung im Kabel und vom Gasdruck in der Entladungsstrecke abhängig, da dieser die Schnelligkeit des Spannungszusammenbruchs beeinflusst. Eine Abschätzung dieser Grössen ergibt, dass der Strom in Abhängigkeit vom Druck mit einem Fehler von durchschnittlich 15% bis maximal 26% bestimmbar ist.

IV. Die Neutronenmessung

IV.1 Messanordnung

Das Entladungsgefäss wurde an laufender Pumpe betrieben. Eine Tiefkühlfalle und ein Baffle, beide durch eine Kältemaschine gekühlt, verhinderten, dass Öldämpfe der Diffusionspumpe in das Entladungsgefäss gelangen konnten. Diese Massnahme war notwendig, weil geringste Beläge von Kohlenwasserstoffen auf dem Target zu Kohleablagerungen führen, die die Neutronenausbeute wesentlich reduzieren [31].

Zusätzlich wurde das Target und das Gefäss vor jeder Messerie mit einer Glimmentladung in durchströmendem Deuterium gereinigt, wodurch die Verunreinigungen unter 10^{-6} Torr.ltr. s^{-1} blieben. Die Messungen wurden bei einem D_2 -Durchfluss von etwa $2 \cdot 10^{-2}$ Torr.ltr. s^{-1} durchgeführt. Das Deuteriumgas wurde durch Elektrolyse von 99,8 %igem D_2O gewonnen und über ein Paladiumfilter dem Entladungsgefäss zugeführt. Die Druckmessung erfolgte mit einem Wärmeleitungsmanometer, das durch

Vergleich mit einem McLeod-Manometer geeicht wurde. Die Eichung war mit einem maximalen Fehler von durchschnittlich $\pm 5\%$ behaftet.

Der zeitliche Verlauf der Neutronenemission wurde mit einem Szintillationszähler gemessen. Es wurde ein Plastikszintillator Typ Ne 102 der Firma Nuclear Enterprises benutzt, der zusammen mit einem Multiplier in einem Bleizylinder eingebaut war, um die während der Entladung auftretende Röntgenstrahlung abzuschirmen. Die Wirksamkeit der Abschirmung wurde durch Entladungen in leichtem Wasserstoff geprüft. Die Eichung erfolgte durch Vergleich des Szintillationszählers mit einem geeichten Neutronenzähler an einer anderen gepulsten Neutronenquelle gleicher Neutronenenergie.

Die unelastischen Stösse der Neutronen im Kupfer und im Blei der Anlage sowie der Abschirmung des Zählers verursachen eine γ -Strahlung, die die Abschirmung des Szintillators ohne wesentliche Schwächung durchdringt und registriert wird. Da diese $(n, n'\gamma)$ -Prozesse proportional zur Neutronenquellstärke sind, wurde die Eichung so vorgenommen, dass die Raumwinkel, aus denen die γ -Strahlung kam, bei der Eichung und bei der Messung gleich gross waren. Die Eichung des Neutronenzählers ist mit einem mittleren Fehler von $\pm 40\%$ behaftet. Der Zähler wurde so angeordnet, dass er die Neutronen erfasst, die im Winkel von ungefähr 90 Grad zur Auftreffrichtung der Deuteronen aufs Target emittiert werden.

IV.2 Die Messergebnisse

Die Druckabhängigkeit der Neutronenausbeute, wie sie unter den genannten Voraussetzungen gemessen wurde, ist in Abbildung 19 für zwei verschiedene Entladungsspannungen dargestellt. Jeder Messpunkt wurde aus etwa 10 Entladungen gemittelt; der daraus bestimmte mittlere quadratische Fehler ist miteingezeichnet. Die untere Kurve gibt zum Vergleich die Resultate, die von Kronast [7] mit einem anderen Entladungsgefäss und einem kapazitiven Generator erhalten wurden. Der Mittelwert und der mittlere quadratische Fehler sind hier aus je 100 Entladungen gewonnen.

Ein Vergleich der beiden Messreihen für 110 kV Entladespannung zeigt deutlich eine druckabhängige Steigerung der Neutronenausbeute um den

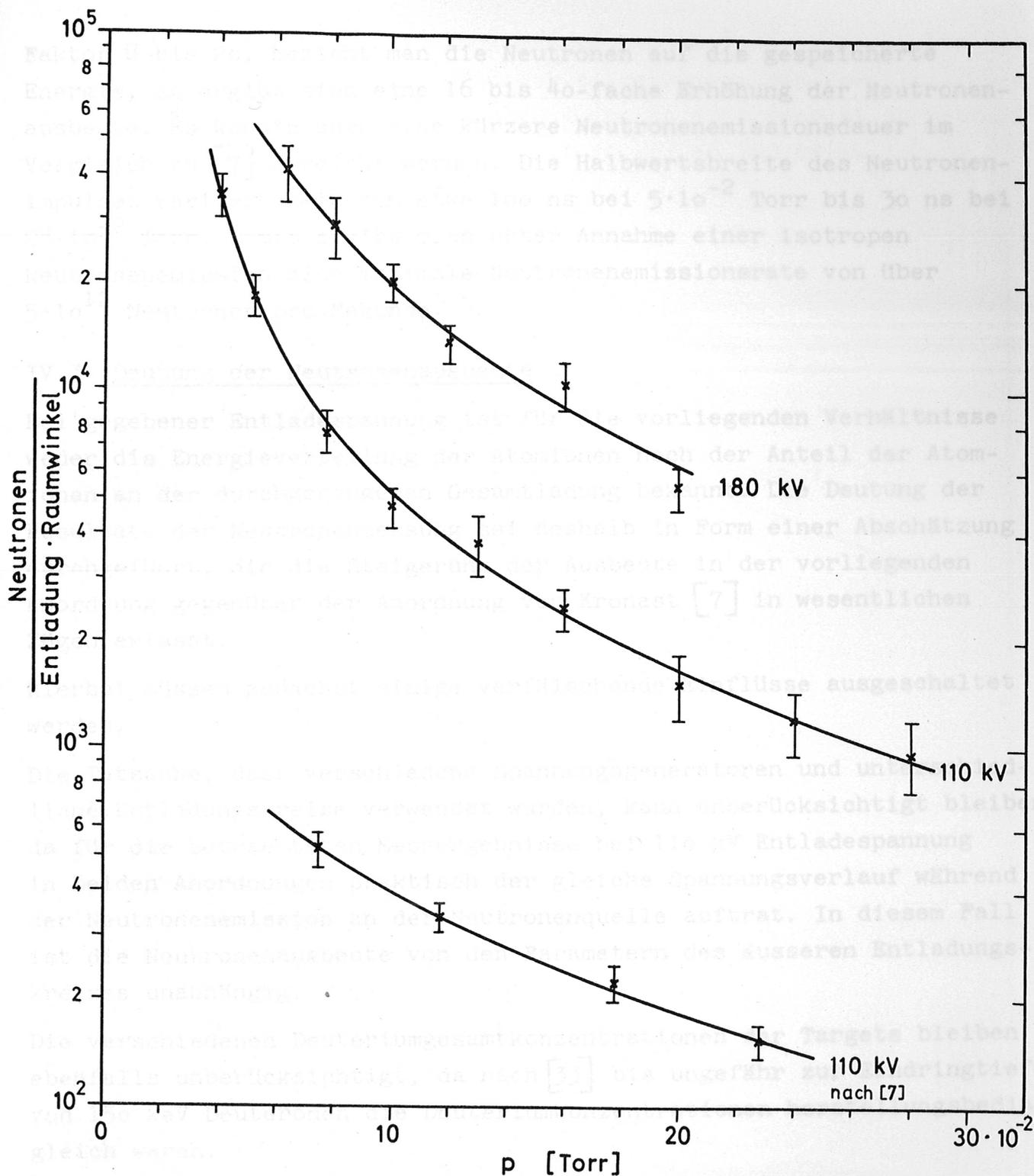


Abb. 19 Die Neutronenausbeute pro Entladung in Abhängigkeit vom Druck p unter 90° zur Auftreffrichtung der Deuteronen bei den Entladespannungen 110 kV und 180 kV. Zum Vergleich sind die Messungen eines früheren Experiments [7] bei 110 kV Entladespannung aufgetragen.

Faktor 8 bis 20. Bezieht man die Neutronen auf die gespeicherte Energie, so ergibt sich eine 16 bis 40-fache Erhöhung der Neutronenausbeute. Es konnte auch eine kürzere Neutronenemissionsdauer im Vergleich zu [7] erreicht werden. Die Halbwertsbreite des Neutronenimpulses variiert zwischen etwa 100 ns bei $5 \cdot 10^{-2}$ Torr bis 30 ns bei $28 \cdot 10^{-2}$ Torr. Damit ergibt sich unter Annahme einer isotropen Neutronenemission eine maximale Neutronenemissionsrate von über $5 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Sekunde.

IV.3 Deutung der Neutronenausbeute

Bei gegebener Entladespannung ist für die vorliegenden Verhältnisse weder die Energieverteilung der Atomionen noch der Anteil der Atomionen an der durchgegangenen Gesamtladung bekannt. Die Deutung der Resultate der Neutronenmessung sei deshalb in Form einer Abschätzung durchgeführt, die die Steigerung der Ausbeute in der vorliegenden Anordnung gegenüber der Anordnung von Kronast [7] in wesentlichen Zügen erfasst.

Hierbei müssen zunächst einige verfälschende Einflüsse ausgeschaltet werden.

Die Tatsache, dass verschiedene Spannungsgeneratoren und unterschiedliche Entladungskreise verwendet wurden, kann unberücksichtigt bleiben, da für die betrachteten Messergebnisse bei 110 kV Entladespannung in beiden Anordnungen praktisch der gleiche Spannungsverlauf während der Neutronenemission an der Neutronenquelle auftrat. In diesem Fall ist die Neutronenausbeute von den Parametern des äusseren Entladungskreises unabhängig.

Die verschiedenen Deuteriumgesamtkonzentrationen der Targets bleiben ebenfalls unberücksichtigt, da nach [33] bis ungefähr zur Eindringtiefe von 150 keV Deuteronen die Deuteriumkonzentrationen herstellungsbedingt gleich waren.

Dem unterschiedlichen Stromanstieg in den Gefässen 1 und 2 wird dadurch Rechnung getragen, dass für den Vergleich die Zahl der Neutronen je Entladung auf die während der Neutronenemission durchgegangene Ladung

bezogen wird. Diese Grösse sei mit N_1^* bzw. N_2^* bezeichnet. Sie sind in Abbildung 20 über dem Fülldruck aufgetragen. Das Verhältnis als Mass für die Ausbeutesteigerung ist in Abbildung 21 dargestellt, es steigt von etwa 4,5 bei $8 \cdot 10^{-2}$ Torr auf 40 bei $24 \cdot 10^{-2}$ Torr.

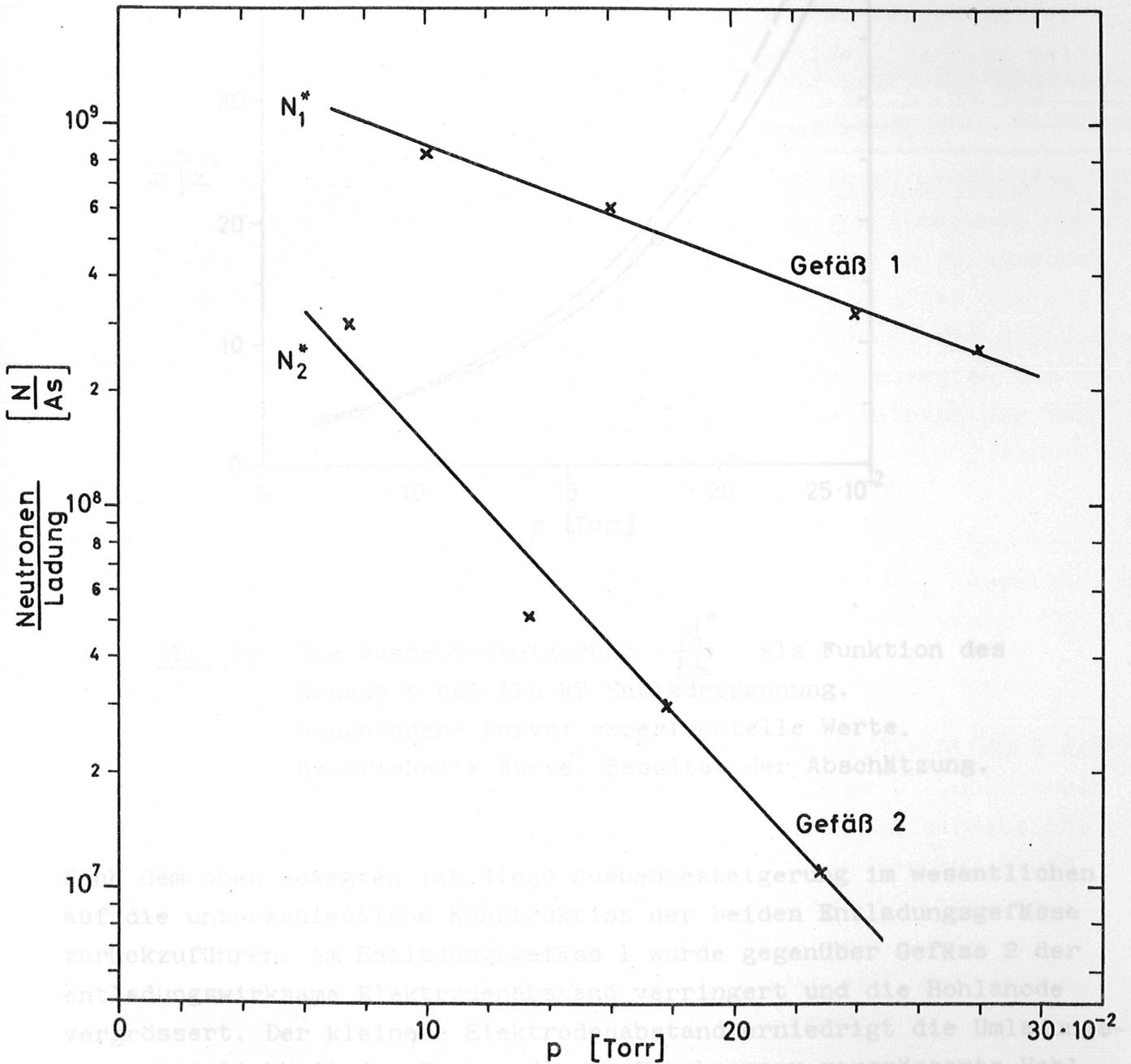


Abb. 20 Die auf die während der Neutronenemission durchgegangene Ladung bezogene Neutronenausbeute N^* in Abhängigkeit vom Druck p für Entladungsgefäss 1 und 2 bei 110 kV Entladespannung.

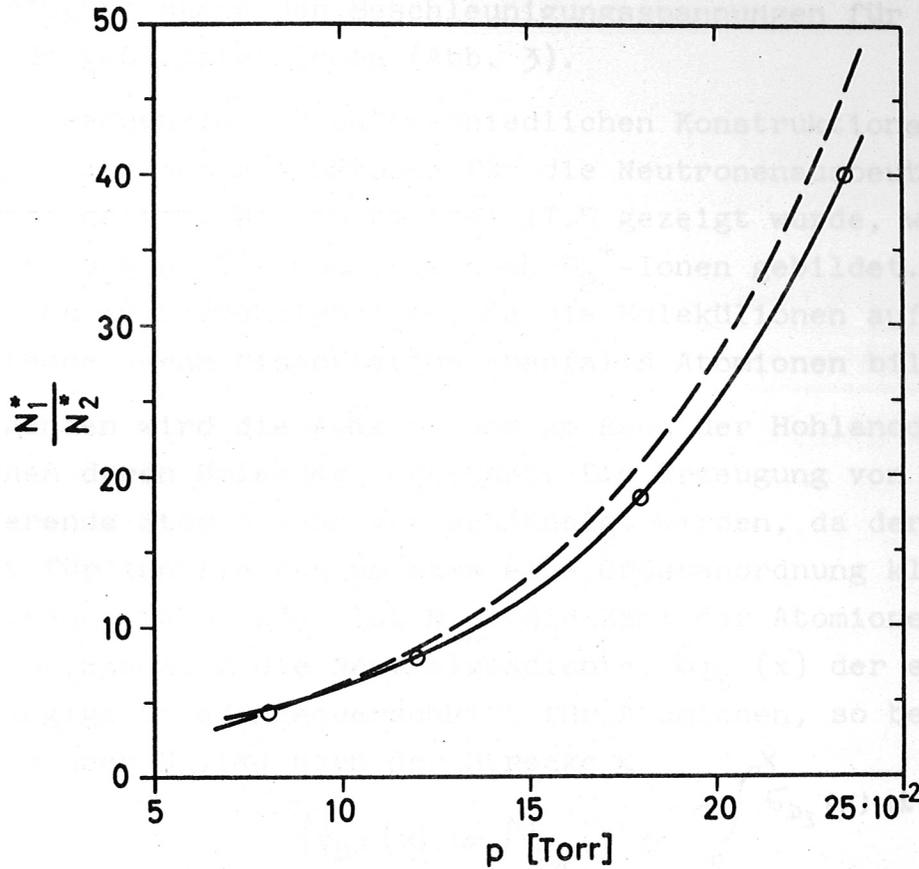


Abb. 21 Die Ausbeutesteigerung $\frac{N_1^*}{N_2^*}$ als Funktion des Drucks p bei 110 kV Entladespannung.
Ausgezogene Kurve: experimentelle Werte.
Gestrichelte Kurve: Resultat der Abschätzung.

Nach dem oben Gesagten ist diese Ausbeutesteigerung im wesentlichen auf die unterschiedliche Konstruktion der beiden Entladungsgefäße zurückzuführen. Am Entladungsgefäß 1 wurde gegenüber Gefäß 2 der entladungswirksame Elektrodenabstand verringert und die Hohlanode vergrößert. Der kleinere Elektrodenabstand erniedrigt die Umladungswahrscheinlichkeit der Ionen, die im Durchmesser vergrößerte Hohlanode erhöht die Erzeugungswahrscheinlichkeit für Ionen (Kapitel II.5).

Die vergrösserte Hohlanode bedeutet aber auch eine Verringerung der zur Verfügung stehenden Beschleunigungsspannungen für die in der Hohlanode gebildeten Ionen (Abb. 3).

Diese Konsequenzen der unterschiedlichen Konstruktionen der Entladungsgefässe seien der Abschätzung für die Neutronenausbeutesteigerung zu Grunde gelegt. Wie in Kapitel II.5 gezeigt wurde, werden in der Hohlanode sowohl D^+ -Ionen als auch D_2^+ -Ionen gebildet. Es sind beide Ionenarten zu berücksichtigen, da die Molekülionen auf ihrem Weg zur Kathode durch Dissoziation ebenfalls Atomionen bilden.

Im folgenden wird die Abnahme der am Rand der Hohlanode startenden Atomionen durch Umladung berechnet. Die Erzeugung von Atomionen durch ionisierende Stösse kann vernachlässigt werden, da der Wirkungsquerschnitt für Ionisierung um etwa eine Grössenordnung kleiner ist als für Umladung (Abb. A3). Ist N_{0D^+} die Zahl der Atomionen, die die Hohlanode verlassen, n die Neutralgasdichte, $\sigma_{D_2^+}(x)$ der energie- und damit wegabhängige Umladungsquerschnitt für Atomionen, so beträgt die Zahl der Atomionen $N_{D^+}(x)$ nach der Strecke x

$$(15) \quad N_{D^+}(x) = N_{0D^+} \cdot e^{-n \int_0^x \sigma_{D_2^+}(x) \cdot dx}$$

bzw. wenn $\sigma_{D_2^+}(x)$ durch seinen integralen Mittelwert $\bar{\sigma}_{D_2^+}$ ersetzt wird,

$$(16) \quad N_{D^+}(x) = N_{0D^+} \cdot e^{-n \cdot \bar{\sigma}_{D_2^+} \cdot x}$$

Für die D_2^+ -Ionen, die die Hohlanode verlassen, muss die Bildung der bei Stössen durch Dissoziation entstehenden schnellen D^+ -Ionen sowie deren Umladung mit erfasst werden. Es wird jedoch nicht berücksichtigt, dass die Atomionen, die einen Teil des Weges noch im Verband eines Molekülions zurückgelegt haben, eine geringere Geschwindigkeit erreichen als das entsprechende am Anodenrand gestartete Deuteron. Ausserdem werden Atomionen, die durch Molekülionen gebildet werden, welche ihrerseits einem Umladungs- oder Ionisierungsprozess ausserhalb der Hohlanode entstammen, vernachlässigt.

Die Zahl der Molekülionen $N_{D_2^+}(x)$, die die Strecke x ohne Umladungs- und Dissoziationsstösse durchlaufen, ergibt sich zu

$$(17) \quad N_{D_2^+}(x) = N_{0D_2^+} \cdot e^{-n \cdot \overline{\sigma_T} \cdot x}$$

Hierbei ist $N_{0D_2^+}$ die Zahl der an dem Anodenrand ($x = 0$) startenden Molekülionen und $\overline{\sigma_T}$ der gemittelte totale Reaktionsquerschnitt der D_2^+ -Ionen. Die Zahl $N_{D^+}^*(x)$ der entstehenden schnellen Atomionen ist dann

$$(18) \quad N_{D^+}^*(x) = N_{0D_2^+} \frac{\overline{\sigma_{D_2^+}}}{\overline{\sigma_T}} \left(1 - e^{-n \cdot \overline{\sigma_T} \cdot x} \right)$$

wobei $\overline{\sigma_{D_2^+}}$ der gemittelte Erzeugungsquerschnitt für D^+ -Ionen bei Stößen der D_2^+ -Ionen mit Gasmolekülen ist. Diese an der Stelle x entstehenden Deuteronen erreichen mit der Wahrscheinlichkeit $e^{-\overline{\sigma_{D_2^+}} \cdot (d-x) \cdot n}$ ($d =$ Elektrodenabstand) die Kathode. Die Zahl der Atomionen $N_{D^+}^*(d)$, die aus D_2^+ -Ionen entstehen und die Kathode ohne Umladung erreichen, bestimmt sich damit zu

$$(19) \quad N_{D^+}^*(d) = N_{0D_2^+} \frac{\overline{\sigma_{D_2^+}}}{\overline{\sigma_T} - \overline{\sigma_{D_2^+}}} \left(e^{-n \cdot \overline{\sigma_{D_2^+}} \cdot d} - e^{-n \cdot \overline{\sigma_T} \cdot d} \right).$$

Das Verhältnis der in den Hohlanoden gebildeten Ionenzahlen (Abb. 5) sowie das Verhältnis der Molekül- zur Atomionenzahl in beiden Gefässen wurden in Kapitel II.5 abgeschätzt. Daraus und aus den Gleichungen (16) und (19) ergibt sich das Verhältnis der Zahl der Atomionen, die die Kathoden der Gefässe 1 und 2 mit voller Energie erreichen. Um hieraus die Steigerung der Neutronenausbeute zu erhalten, muss berücksichtigt werden, dass nach der oben erwähnten Vorstellung die erreichbaren Energien der Ionen in den beiden Gefässen verschieden sind, da sie davon abhängen, wie stark das elektrische Feld in die Hohlanoden eindringt (Abb. 3). Diese unterschiedlichen maximalen Ionenenergien haben wegen der starken Energieabhängigkeit der $D(d,n)He^3$ -Reaktion eine verschieden grosse Neutronenausbeute pro Deuteron (Abb. 2) zur Folge. Schliesst man diese Abhängigkeit in die Abschätzung mit ein, so ergibt sich ein druckabhängiger Verbesserungsfaktor, wie er in Abb. 21 gestrichelt zur experimentellen Kurve eingezeichnet ist.

1) Systematische Untersuchungen waren wegen häufig auftretender Gleit-entladungen nicht möglich.

Die recht befriedigende Übereinstimmung sollte nicht zu hoch bewertet werden, da bei der Berechnung des Verbesserungsfaktors sehr stark vereinfachende Annahmen zu Grunde gelegt wurden. Die Abschätzung soll lediglich zeigen, dass die erzielte Verbesserung der Neutronenausbeute mit Hilfe der geschilderten, einfachen Modellvorstellung gedeutet werden kann.

Entsprechend der Vorstellung, dass die in der Hohlanode gebildeten Atomionen sowie die bei Stößen von energiereichen Molekülionen erzeugten schnellen Atomionen im wesentlichen die Neutronenemission bestimmen, müsste sich bei höherer Spannung insgesamt eine etwas geringere Druckabhängigkeit der Neutronenausbeute ergeben, da der Mittelwert des energieabhängigen Umladungsquerschnitts $\bar{\sigma}_D$, der in den Exponenten der e-Funktion in Gleichungen (16) und (19) eingeht, abnimmt. Dies ist in der Tat der Fall, wie die Messreihe bei 180 kV in Abb. 19 zeigt. Es ergibt sich ausserdem eine Steigerung der Neutronenausbeute gegenüber den Messungen bei 110 kV um etwa den Faktor 4, der in guter Übereinstimmung mit dem liegt, der der Neutronenausbeutekurve (Abb. 2) zu entnehmen ist.

Der Übergang zu höheren Spannungen (250 kV) war wegen Auftreten von Gleitentladungen im Gefäss mit der vorliegenden Konstruktion nicht mehr möglich.

IV.4 Verbesserungen der Anordnung

Die mit der beschriebenen Apparatur gemessenen Neutronenausbeuten stellen keineswegs die obere Grenze des Erreichbaren dar. Messresultate bei einer Entladespannung von 250 kV, die in die vorliegende Arbeit nicht aufgenommen wurden ¹⁾, zeigen, dass die Neutronenemission durchaus weiter erhöht und zeitlich verkürzt werden kann. Brauchbare Entladungen bei diesen hohen Spannungen ergaben Neutronenimpulse mit einer Halbwertsbreite unter 10 ns bei Emissionsraten über 10^{13} Neutronen/s.

Die bei niedrigen Drücken und hohen Entladespannungen entstehenden Gleitentladungen über die Glaswände führen zu feinen Rissen in der Oberfläche und erleichtern dadurch die Ausbildung von Gleitentladungen

1) Systematische Untersuchungen waren wegen häufig auftretender Gleitentladungen nicht möglich.

auch bei niedrigeren Spannungen. Man sollte daher bei einer Weiterentwicklung die Neutronenquelle als Ganzmetallentladungsröhre ausbilden. Diese müsste, da die Entladung sich entlang der längsten Feldlinie aufbaut, so konstruiert werden, dass das Target an der von der Hohl-anode entferntesten Stelle sässe. Dabei liesse es sich erreichen, die Neutronenemission unter einem sehr grossen Raumwinkel, und vor allem den erhöhten Anteil, der senkrecht nach unten aus dem Target austritt, völlig zu erfassen. Ausserdem wäre, da das Target auf Erdpotential liegt, der höchste Neutronenfluss in unmittelbarer Nähe des Targets leicht zugänglich.

Eine weitere Erhöhung der Entladespannung würde die Neutronenausbeute steigern, jedoch müsste man bei Spannungen über 250 kV vorher prüfen, ob das Target nicht zu stark ausgeheizt wird.

Eine wesentliche Ausbeuteerhöhung würde man durch weitere Verringerung der Umladewahrscheinlichkeit der Ionen erreichen. Durch weitere Verkürzung des Elektrodenabstands dürfte dies wegen der Gefahr von Feld-emission nur schwer zu erreichen sein, so dass nur eine Verminderung des Drucks übrigbleibt. Damit auch unter diesen Bedingungen die Entladung noch sicher zündet, wären allerdings zusätzliche Massnahmen nötig, die eine stärkere Ionisierung in der Hohlanode ermöglichen. Hier käme etwa ein Magnetfeld oder die Erhöhung der Rückdiffusion der Elektronen aus dem Anodenmaterial durch Verwendung einer Bleihohlanode in Frage.

Bei Einsatz eines Tritiumtargets schliesslich liesse sich eine etwa 300-fach höhere Ausbeute erreichen.

V. Anhang

V.1 Die Wirkungsquerschnitte

Im folgenden werden die Wirkungsquerschnitte der beim Entladungsablauf in der Neutronenquelle in Frage kommenden Reaktionen aufgeführt [13 - 24]. Die sich zum Teil widersprechenden Messergebnisse der einzelnen Autoren wurden gemittelt, fehlende Werte extrapoliert. Da die Querschnitte meistens für Wasserstoff bestimmt wurden, müssen sie für

Deuterium umgerechnet werden. Dies geschieht durch Verdopplung der Energieskala, da die Querschnitte nur von der Relativgeschwindigkeit der Stosspartner abhängen [14, 19]: es wird die doppelte Energie benötigt, um einem doppelt so schweren Ion die gleiche Geschwindigkeit mitzuteilen.

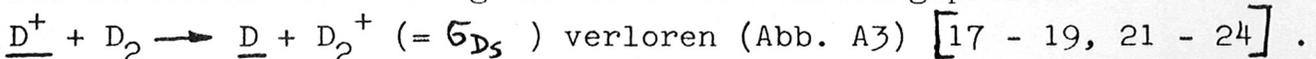
Abb. A1 zeigt den energieabhängigen Ionisierungsquerschnitt für die Erzeugung von langsamen Molekülionen durch Elektronenstoss in D_2 [26, 27]. Die entsprechende Bildung von Atomionen kann vernachlässigt werden [12, 13].

Bei Stößen von schnellen Molekülionen mit ruhenden Gasmolekülen können im wesentlichen folgende Prozesse stattfinden, wobei das unterstrichene Teilchen den Hauptteil der Energie besitzt [14, 15, 19 - 23]:

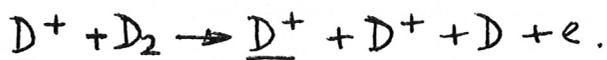
- 1) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D_2} + D_2^+$ (Umladung)
- 2) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D} + \underline{D} + D_2^+$ (Umladung und Dissoziation)
- 3) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D} + \underline{D^+} + D_2$ (Dissoziation)
- 4) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D^+} + \underline{D^+} + e + D_2$ (Dissoziation und Ionisierung)
- 5) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D_2^+} + D_2^+ + e$ (Ionisierung)
- 6) $\underline{D_2^+} + D_2 \rightarrow \underline{D_2^+} + D^+ + D + e$ (Ionisierung und Dissoziation)

In Abb. A2 sind die energieabhängigen Erzeugungsquerschnitte für die verschiedenen Stossprodukte dargestellt. So ist σ_{D^+} der Querschnitt für die Entstehung von schnellen Atomionen nach Reaktion 3) und 4), und $\sigma_{D_2^+L}$ der entsprechende Querschnitt für die Erzeugung von langsamen Molekülionen nach Reaktion 1), 2) und 5). σ_T ist der totale Wirkungsquerschnitt, der den Verlust der primären schnellen Molekülionen nach Reaktionen 1) bis 4) angibt.

Die schnellen Atomionen gehen durch den Umladungsprozess



Zudem können sie noch ionisieren:



Die bei der Umladung von Molekülionen gebildeten schnellen Moleküle können folgende Reaktionen eingehen [16] :

- 1) $\underline{D}_2 + D_2 \rightarrow \underline{D} + \underline{D} + D_2$
- 2) $\underline{D}_2 + D_2 \rightarrow \underline{D}_2^+ + e + D_2$
- 3) $\underline{D}_2 + D_2 \rightarrow \underline{D}^+ + \underline{D} + e + D_2$
- 4) $\underline{D}_2 + D_2 \rightarrow \underline{D}^+ + \underline{D}^+ + 2e + D_2.$

Die gemessenen Erzeugungsquerschnitte nach [16] für schnelle Deuteronen (Reaktionen 3) und 4) und Molekülionen (Reaktion 2)) sind in Abb. A4 dargestellt. Für schnelle Deuteriumatome wird vom Autor nur ein Messpunkt angegeben. Für die Betrachtung in Kapitel II.5 wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts angenommen, wie sie durch die gestrichelte Kurve σ_{D_5} in Abb. A4 angegeben ist. Da beim Stoss die gestossenen, ruhenden Moleküle die gleichen Reaktionen wie die stossenden Teilchen eingehen können (Gleichberechtigung der beiden Partner im Schwerpunktsystem), sind die Erzeugungsquerschnitte für langsame und schnelle Teilchen jeweils gleich. Ausserdem enthält Abb. A4 den totalen Wirkungsquerschnitt für den Verlust von schnellen D_2 -Molekülen.

Abb. A5 zeigt den Umladungsquerschnitt für schnelle Deuteriumatome [16, 17] anhand der Reaktion



und die Bildung von langsamen Molekülionen durch Ionisierung

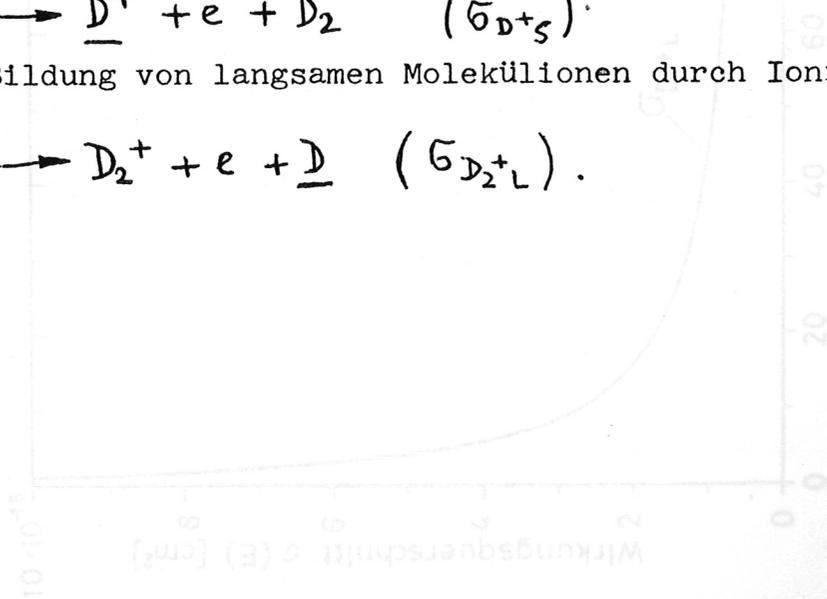
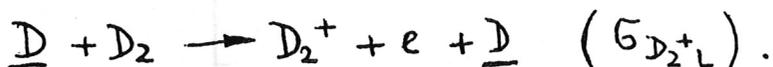


Abb. A1 Der energieabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ für die Bildung von langsamen Molekülionen [26, 27] in D_2 durch

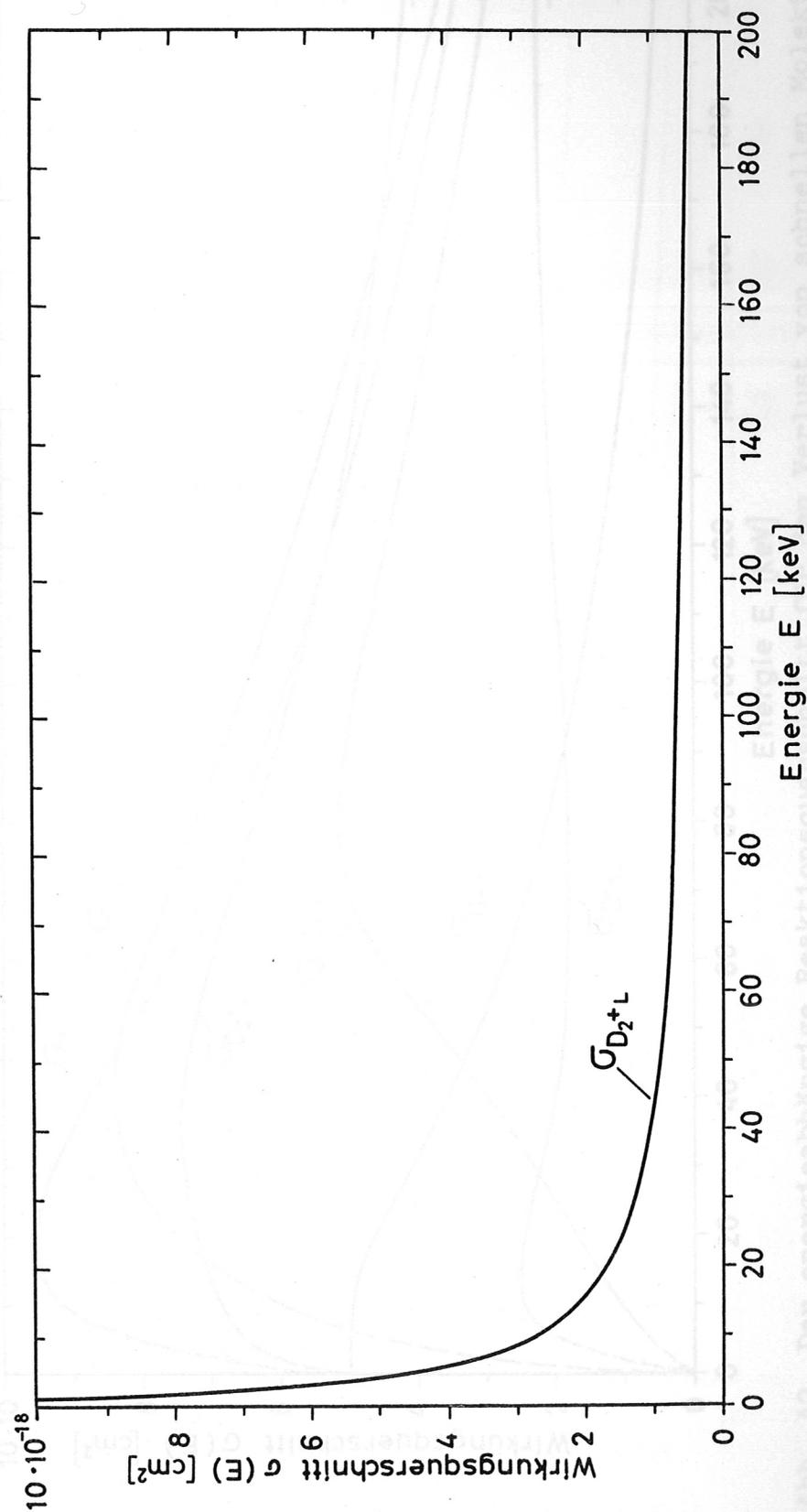


Abb. A1 Der energieabhängige Wirkungsquerschnitt für die Bildung von langsamen Molekülen [26, 27] in D_2 durch Elektronenstoß.

Abb. A2 Der energieabhängige Reaktionsquerschnitt für den Verlust von schnellen Molekülen (Index 5) bei Stößen von D_2^+ -Ionen der Energien 14, 15, 19 - 23 eV.

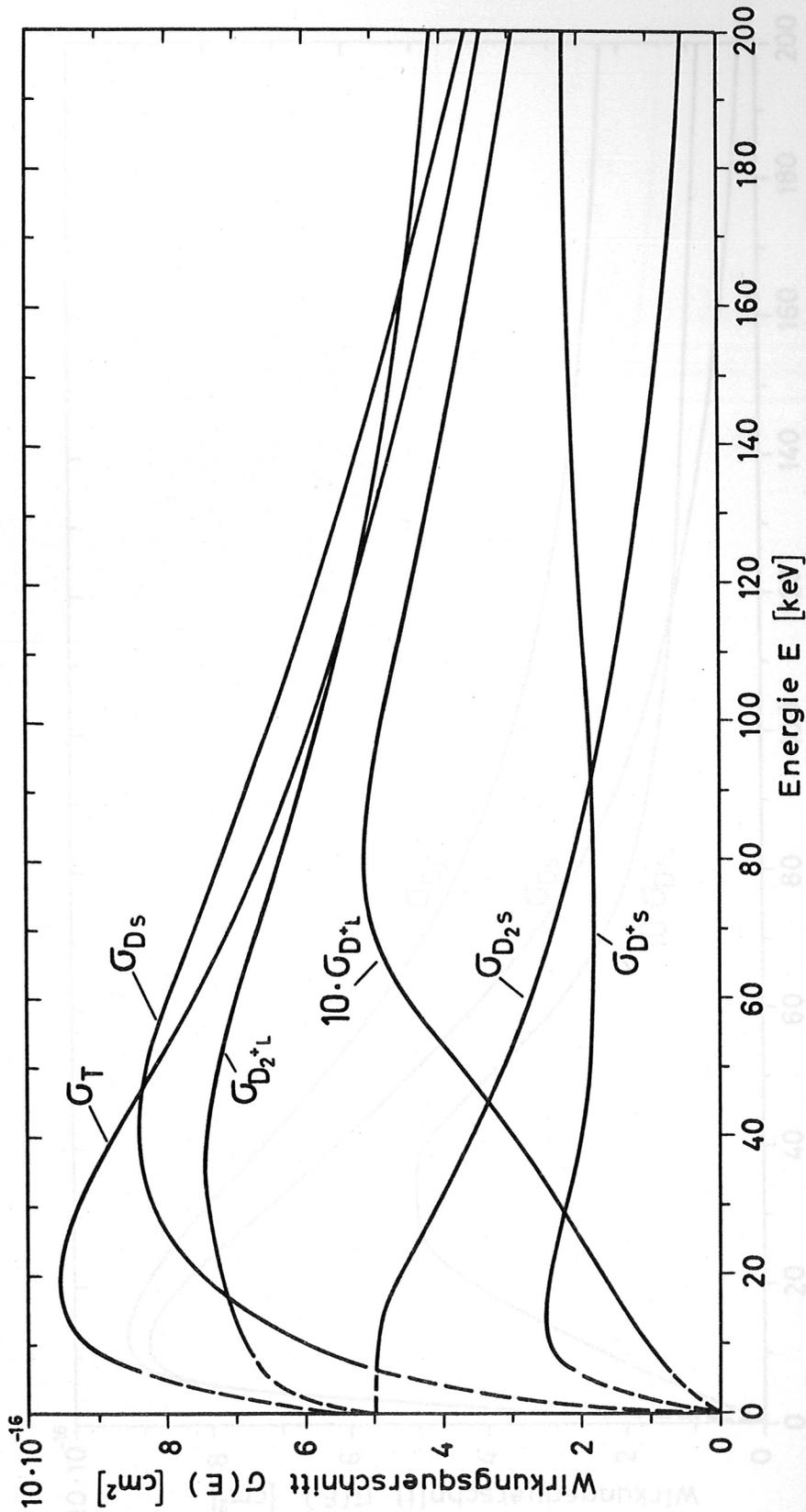


Abb. A2 Der energieabhängige Reaktionsquerschnitt für den Verlust von schnellen Molekülionen (σ_T) sowie die energieabhängigen Erzeugungsquerschnitte von schnellen (Index S) und langsamen (Index L) Ionen und Neutralteilchen bei Stößen von D_2^+ -Ionen der Energie E im D_2 -Gas durch Umladung, Ionisation und Dissoziation [14, 15, 19 - 23].

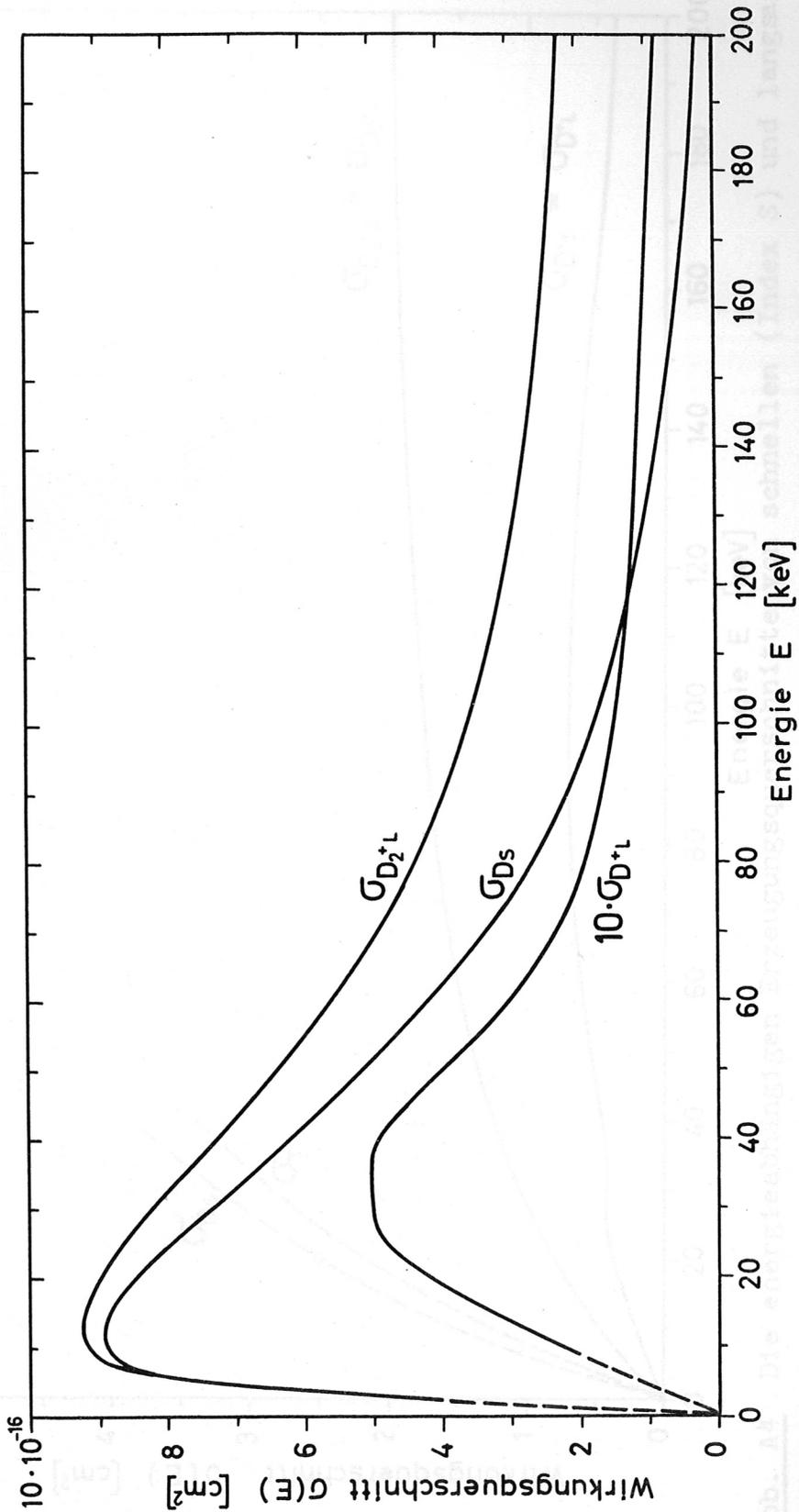


Abb. A3 Der energieabhängige Umladungsquerschnitt σ_{D_s} sowie die Erzeugungsquerschnitte für langsame Ionen durch Atomionen der Energie E in ihrem D_2 -Gas [17 - 19, 21 - 24].

Wirkungsquerschnitt für den Verlust von schnellen D_2 -Molekülen (54) nach [16].

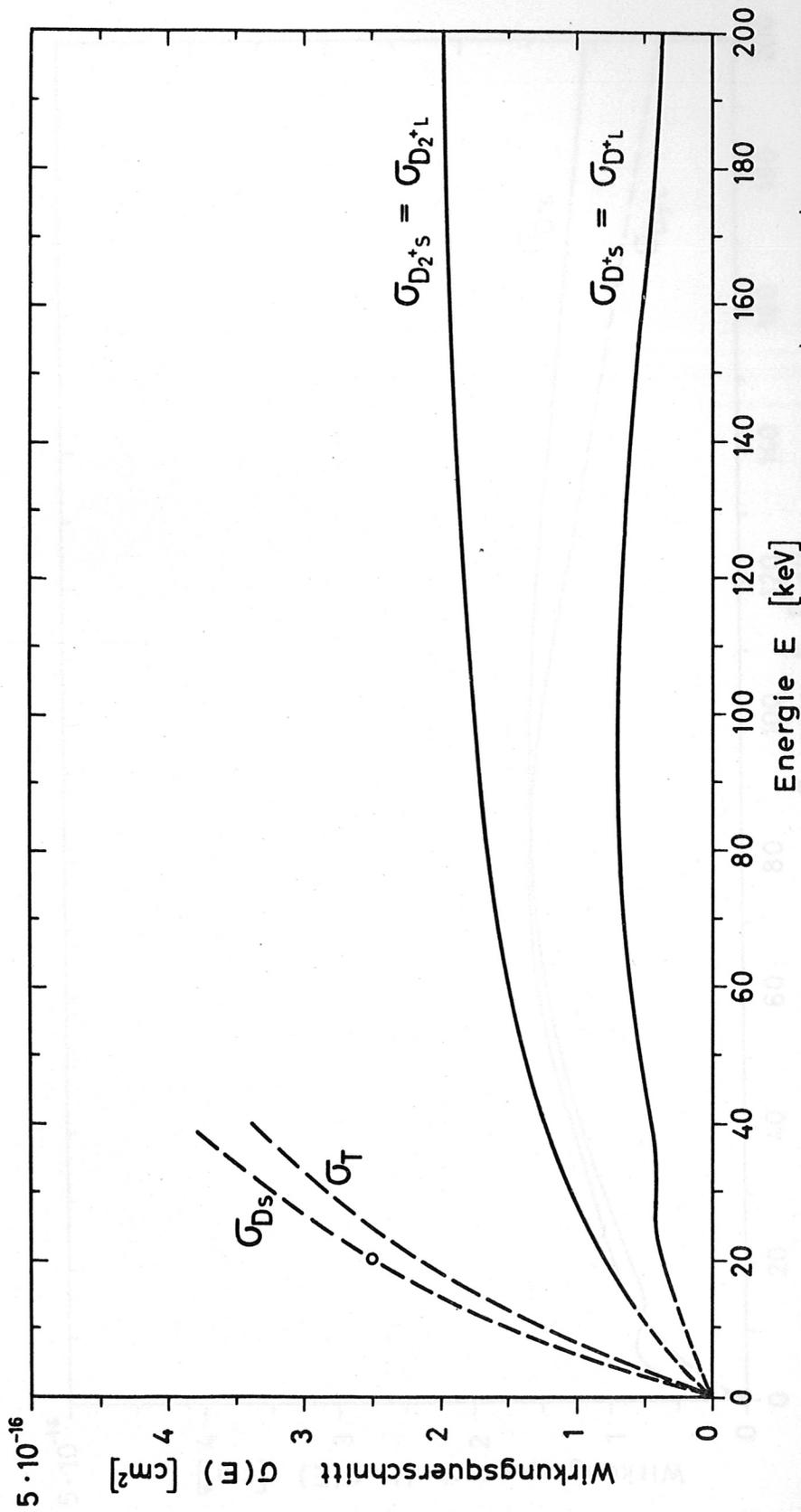


Abb. A4 Die energieabhängigen Erzeugungsschnitte von schnellen (Index S) und langsamen (Index L) Ionen, die bei Stößen von schnellen D_2 -Molekülen der Energie E mit ruhenden Gasmolekülen entstehen. Miteingezeichnet ist der angenommene Verlauf des Erzeugungsschnitts für schnelle D-Atome und der daraus berechnete totale Wirkungsquerschnitt für den Verlust von schnellen D_2 -Molekülen (σ_T) nach [16].

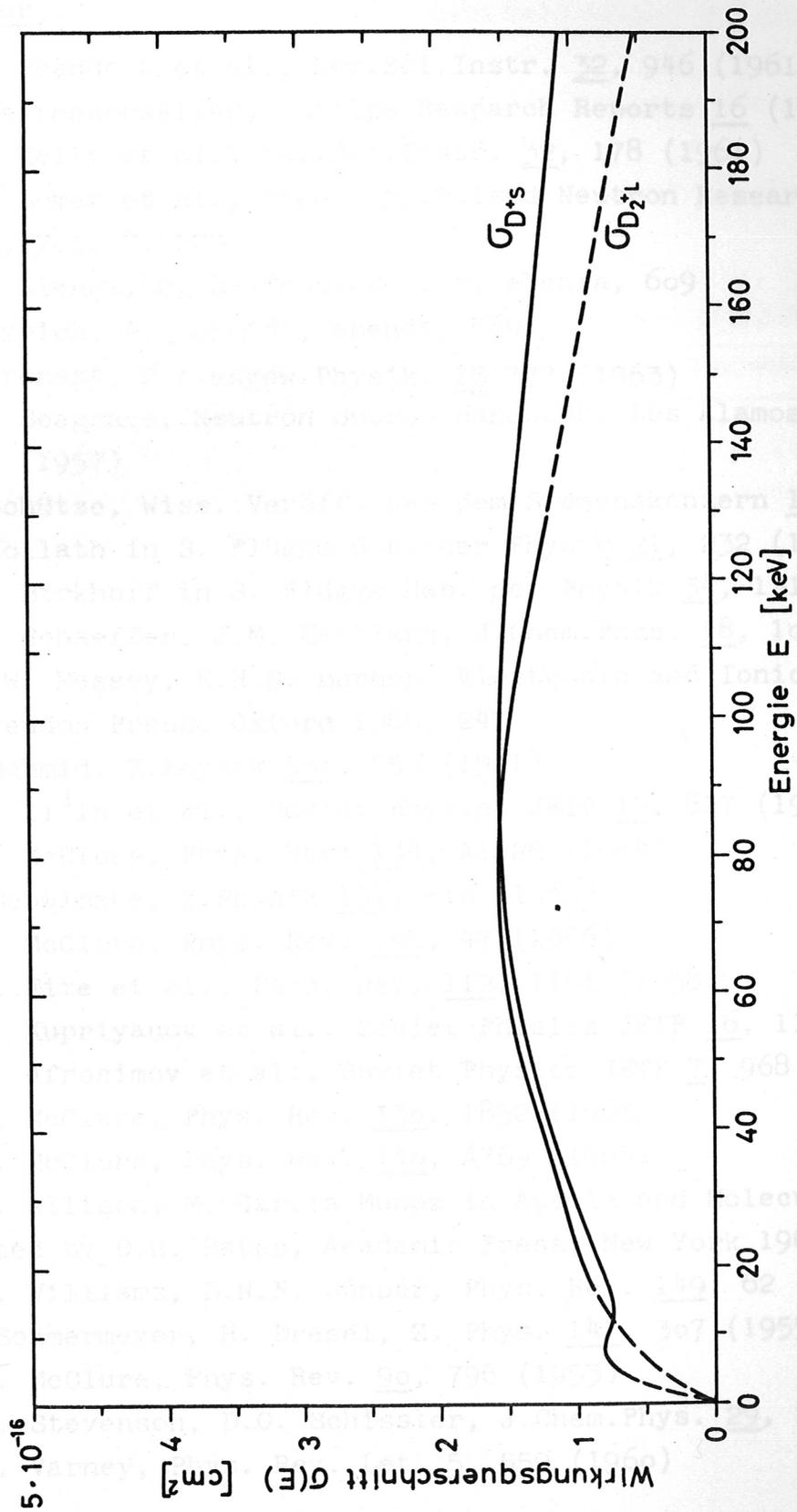


Abb. A5 Der energieabhängige Umladungsquerschnitt für schnelle D-Atome (σ_{D^+s}) der Energie E und ihr Ionierungsquerschnitt σ_{D_2L} in D_2 -Gas [16, 17].

Literatur

- 1 J.V. Braddock et al., Rev.Sci.Instr. 32, 946 (1961)
- 2 O. Reifenschweiler, Philips Research Reports 16 (1961)
- 3 R.D. Kelly et al., Rev.Sci.Instr. 32, 178 (1961)
- 4 P.D. Lomer et al., Proc.Symp.Pulsed Neutron Research in Karlsruhe 1965, Vol. 2, 623
- 5 C.W. Elenga, O. Reifenschweiler, ebenda, 609
- 6 W. Eyrich, A. Schmidt, ebenda, 589
- 7 B. Kronast, Z.f.angew.Physik, 15 377 (1963)
- 8 J.D. Seagrave, Neutron Source Handbook, Los Alamos Report LAMS-2162 (1957)
- 9 W. Schütze, Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonzern 17, 341 (1938)
- 10 R. Kollath in S. Flügge Hdb. der Physik 21, 232 (1956)
- 11 R.D. Birkhoff in S. Flügge Hdb. der Physik 34, 131 (1957)
- 12 O.A. Schaeffer, J.M. Hastings, J.Chem.Phys. 18, 1048 (1950)
- 13 H.S.W. Massey, E.H.S. Burhop, Electronic and Ionic Impact Phenomena Clarendon Press, Oxford 1965, 247
- 14 A. Schmid, Z.Physik 161, 550 (1961)
- 15 R.N. Il'in et al., Soviet Physics JETP 19, 817 (1964)
- 16 G.W. McClure, Phys. Rev. 134, A1226 (1964)
- 17 F. Schwirzke, Z.Physik 157, 510 (1960)
- 18 G.W. McClure, Phys. Rev. 148, 47 (1966)
- 19 W.L. Fite et al., Phys. Rev. 112, 1161 (1958)
- 20 S.E. Kupriyanov et al., Soviet Physics JETP 16, 1152 (1963)
- 21 V.V. Afrosimov et al., Soviet Physics JETP 7, 968 (1958)
- 22 G.W. McClure, Phys. Rev. 130, 1852 (1963)
- 23 G.W. McClure, Phys. Rev. 140, A769 (1965)
- 24 S.K. Allison, M. Garcia Munoz in Atomic and Molecular Processes, edited by D.R. Bates, Academic Press, New York 1962, p. 751
- 25 J.F. Williams, D.N.F. Dunbar, Phys. Rev. 149, 62 (1966)
- 26 K. Sommermeyer, H. Dresel, Z. Phys. 141, 307 (1955)
- 27 G.M. McClure, Phys. Rev. 90, 796 (1953)
- 28 D.P. Stevenson, D.O. Schissler, J.Chem.Phys. 29, 282 (1958)
- 29 R.N. Varney, Phys. Rev. Let. 5, 559 (1960)

- 30 H. Kaden, Die Elektromagnetische Schirmung, Springer-Verlag 1950, p. 166
- 31 Katalog der Firma The Radiochemical Centre, Amersham, England, 1966, p. 160
- 32 E.W. Saker, J.D.L.H. Wood, S.E.R.L. Baldock, Technical Memorandum No. 413 (1958)
- 33 E.M. Gunnensen, G. James, Nucl. Instr. and Meth. 8, 173 (1960)
- 34 A. Dalgarno, G.W. Griffing, Proc. Roy. Soc. 232, 423 (1955)
- 35 H.A. Bethe, J. Ashkin in Exp. Nuclear Physics, edited by E. Segrè, John Wiley & Sons, New York, 1953, p. 205
- 36 R.M. Haag, F.J. Shipko, J.Am.Chem.Soc. 78, 5155 (1956)
- 37 C. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, W. de Gruyter & Co., Berlin 1958, Bd. 2, p. 36
- 38 C. Hailer, Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonzern 17, 321 (1938)
- 39 S.D. Warshaw, Phys. Rev. 76, 1759 (1949)
- 40 R. Strigel, Elektrische Stossfestigkeit, Springer-Verlag, 1955, p. 78 ff.
- 41 B. Dittmer, Arch. für Elektrotechnik 48, 150, 287, 387 (1963/64)
- 42 L.I. Sirotinski, Hochspannungstechnik, VEB Technik, Berlin 1955, p. 133 ff.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Fünfer für die Stellung der Aufgabe und sein Interesse bei ihrer Durchführung. Herrn Dr. B. Kronast und Herrn P.D. Dr. H. Zwicker danke ich für klärende Diskussionen.