INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Abschätzungen zur Aufheizung eines Plasmas mittels Lasern

Heinrich Hora

IPP/6/23 Juli 1964

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.

1) Einleitung

Der naheliegende Gedanke, die hohen Lichtintensitäten eines Lasers zur Aufheizung eines Plasmas zu benützen, wurde in einer Reihe von Untersuchungen [1) 2) 3)] etwas genauer diskutiert. Dabei wurde davon ausgegangen, daß ein kugelförmiges, vorionisiertes Plasma vorliegt, dessen Elektronendichte knapp unter derjenigen liegt, für die die Laserfrequenz gleich der Plasmafrequenz ist, so daß eine Probe von weniger als 1 mm Durchmesser das Laserlicht gut absorbiert. Für einen gleichmäßig absorbierten Rechteckimpuls von 10^{-10} bis 10^{-8} Sekunden Dauer wurde die gaskinetische Expansion während und nach der Lichteinwirkung berechnet. Unter der meist zutreffenden Annahme von erfolgter Thermalisierung ergaben sich für übliche Laserenergien durch Fusion freiwerdende Energien von weniger als 10^{-3} der Laserenergie. Ferner wurde gefunden, daß die Verluste durch Bremsstrahlung, Rekombinationsstrahlung und Gyrostrahlung bei anwesenden Magnetfeldern wegen der kurzen Zeiten vernachlässigbar sind.

Es erscheint uns wichtig, den bis jetzt noch sehr vereinfacht vorausgesetzten Aufheizmechanismus genauer zu betrachten. Zunächst kann man davon ausgehen, daß die Vorionisation wegfallen kann, da immer so große Lichtintensitäten L [Watt/cm^2] vorkommen, daß die elektrische Feldstärke $\mathcal{E}$ [V/cm]

(1) $$\mathcal{E} = 19{,}4\sqrt{L}$$

größer als inneratomare Feldstärken in H-Atomen ist, und eine resonanzlose Photoionisation eintreten wird. Diese Felder sind übrigens höher als jene, mit denen Meyerand e.a. [4)] in Edelgasen resonanzlos Ionisation erzielt, wobei zunächst noch nicht geklärt ist, ob es sich um Photo- oder Stoßionisation handelt. Mit einem vorausgehenden resonanzlosen Photoionisationsprozeß sind unter Einbeziehung höherer Dichten, des Stahlungsdrucks und eines sich in der Probe lokal ausbreitenden

Aufheizprozesses andere Fusionsausbeuten erwarten als mit dem bisherigen Expansionsprozeß, dessen Größe mit den höheren Dichten allerdings günstiger wird und im folgenden eingehend mit berücksichtigt werden soll.

Eine Schwierigkeit zum jetzigen Zeitpunkt besteht darin, daß über die Dauer des resonanzlosen Photoionisationsprozesses keine Anhaltspunkte vorliegen. Sicher wird der Vorgang kürzer sein als die bei 10^{-9} sec liegenden Zeiten für Elektronenübergänge im Atom unter Bohr-Einsteinscher Resonanzbedingung, aber es ist zumindest noch nicht sicher bekannt, ob der Vorgang sich in Zeiten der Schwingungsdauer des Lichtes abspielt. Wir werden daher ein Aufheizmodell mit langer Ionisationsdauer betrachten und parallel dazu die Fälle mit kurzer Ionisationsdauer diskutieren.

2) Optische Eigenschaften des Plasmas

Zunächst sollen die Absorptionskonstante und die Brechzahl von Wasserstoffplasmen verschiedener Dichte und Temperatur bei Einwirkung des Lichtes von Rubinlasern mit einer Kreisfrequenz $\omega = 2{,}7 \cdot 10^{15}\ \mathrm{sec}^{-1}$ berechnet werden, um die Reflexion bei stufenförmigem lokalem Anstieg der Elektronendichte von Null auf einen konstanten Wert zu erhalten. Hierzu gehen wir von den Plasmagleichungen des Zweiflüssigkeitsmodells [5] aus, also nicht wie Dawson und Oberman von kinetischen Gleichungen [4], und wollen die Ergebnisse mit denen der Bremsstrahlungsabsorption vergleichen.

Die Gleichungen des Zweiflüssigkeitsmodells ergeben, wenn das Magnetfeld, der Druckgradient und der Gradient des Gravitationspotentials gleich Null ist zusammen mit den Maxwellschen Gleichungen für völlig ionisiertes Plasma Wellengleichungen mit komplexer Dielektrizitätskonstante. Daraus erhält man die Brechzahl n und aus dem entsprechenden Imaginärteil erhält man nach Ausrechnung des Poyntingvektors eine Absorptionskonstante k entsprechend der Intensität in Abhängigkeit von der Eindringtiefe

$$J = J_0 e^{-kx} \tag{2}$$

von der Größe

$$k = 2\frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)^2+\left(\frac{\gamma}{\omega}\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)^2}-\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)\right]} \tag{3}$$

Dabei ist mit der Elektronendichte $N\ [\mathrm{cm}^{-1}]$ und der Elektronenmasse $m_e\ [g]$ die Plasmafrequenz ω_p bestimmt durch

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N}{m_e} e^2 = 3{,}19 \cdot 10^9 N \tag{4}$$

und die Stoßfrequenz γ unter Berücksichtigung der Elektron-Ionen- sowie der Elektron-Elektron-Stöße allgemein

mit der Kernladung Z

(5) $$\gamma = \frac{\omega_p^2 \pi^{3/2} m_e^{1/2} Z e^2}{8\pi \gamma_E(Z)(2kT)^{3/2}} \ln \Lambda \qquad \text{mit } \Lambda = \frac{3}{2Ze^3}\left(\frac{k^3T^3}{\pi N}\right)^{1/2}$$

Mit der für uns hier interessanten Kernladung $Z = 1$ des Wasserstoffs und dem Korrekturfaktor $\gamma_E(1)$ [7] ist mit einer in eV angegebenen Temperatur

(6) $$\gamma = 1{,}483 \cdot 10^{-6} \frac{N}{T^{3/2}} \ln\left(1{,}555 \cdot 10^{10} \frac{T^{3/2}}{N^{1/2}}\right)$$

Die Formel für die Stoßfrequenz ist nur solange gültig, solange das gemittelte Verhältnis von Debyeradius zum Stoßparameter, Λ, größer als 1 ist, woraus der Gültigkeitsbereich mit $[T] = eV$ und $[N] = cm^{-3}$ auf

(7) $$N < 2{,}42 \cdot 10^{20}\, T^3$$

beschränkt ist. Eine weitere Einschränkung bei den betrachteten hohen Dichten besteht darin, daß die Temperatur hoch genug sein muß, um eine Boltzmannstatistik für die Elektronen voraussetzen zu können. Das ist sicher dann der Fall, wenn die kinetische Temperatur größer als die zehnfache Energie des Ferminiveaus bei $0^{\circ}K$ ist, zumal dieses mit steigender Temperatur fällt. Als Bedingung erhält man mit $[T] = eV$ und $[N] = cm^{-3}$

(8) $$T > 3{,}65 \cdot 10^{-14}\, N^{2/3}$$

Aus Vergleich von (7) mit (8) ergibt sich, daß für Dichten kleiner als

(9) $$N^* = 1{,}85 \cdot 10^{19}\, cm^{-3}$$

die Einschränkung (7) ausreicht, für höhere Dichten jedoch (8) als Einschränkung gilt.

In Abb. 1 sind die numerisch erhaltenen Werte von k in Abhängigkeit von der Temperatur T für die verschiedenen, als Parameter angegebenen Dichten N wiedergegeben. Die ausgezogenen Kurven sind stets in dem nach (7) und (8) gültigen Bereich. Bei den gestrichelten Fortsetzungen ist die Bedingung der Boltzmannstatistik nicht mehr

erfüllt, jedoch noch die Bedingung (7). Die Kurven enden dort, wo (7) nicht mehr erfüllt ist. Die Ergebnisse sind mit den Berechnungen der Absorption aus der Bremsstrahlung nur dann vergleichbar, wenn $\omega \gg \omega_p$ und $\gamma \ll \omega$ ist, was für $N \leq 10^{20}$ genügend gut erfüllt ist. Die Bremsstrahlungsabsorption ist nur dann vergleichbar mit dem hier erhaltenen Ergebnis, wenn die induzierte Emission mit berücksichtigt wird, womit sich zeigt, wie in der Theorie des Zweiflüssigkeitmodells implizit diese Kollektiveffekte mit enthalten sind. Teilt man die erhaltene Absorptionskonstante durch den der Bremsstrahlungsabsorption einschließlich induzierter Emission (k_{Brems}) so erhält man für Wasserstoff

$$\frac{k}{k_{Brems}} = 0{,}278 \, \frac{\ln \Lambda}{g} \tag{10}$$

wobei g der Gauntfaktor ist. Erst seine genügend genaue Ausrechnung unter Berücksichtigung von Kollektiveffekten kann eine Übereinstimmung in den letzten Feinheiten bestätigen. Für den Bereich, daß ω kleiner oder nahezu gleich ω_p ist, wird man naturgemäß auf die Ergebnisse des Zweiflüssigkeitsmodells vertrauen dürfen, da in der Bremsstrahlungstheorie die Kopplung mit Plasmawellen bis jetzt explizite nicht berücksichtigt wurde.

Die Brechzahl n ist nach oben angegebener Zerlegung der komplexen Dielektrizitätskonstante gleich

$$n = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)^2+\left(\frac{\gamma}{\omega}\,\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)^2}+\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+\gamma^2}\right)\right)} \tag{11}$$

die nach (4), (5) und (6) in Abhängigkeit von T für verschiedene Dichten N für die durch (7) und (8) eingeschränkten Bereiche berechnet wurde (Abb. 2).

Der Absorptionskoeffizient ist

$$\varkappa = \frac{kc}{2\omega} \tag{12}$$

woraus sich für eine stufenförmige Änderung der Elektronendichte von Null (Vakuum n = 1) auf einen Wert N bei einer

Temperatur T ein Reflexionsvermögen bei senkrechtem Lichteinfall von

$$R = 1 - \frac{4\,n(N,T)}{\varkappa(N,T)^2 + (n(N,T)+1)^2} \tag{13}$$

ergibt. Wie man aus Abb. 1 und 2 entnimmt, ist für $N = 6 \cdot 10^{22}\,cm^{-3}$ und $T = 20\,keV$

$$1 - R = D = 3{,}3 \cdot 10^{-5} \tag{14}$$

3) Langsame Photoionisation (Aufheizung von innen).

Wenn man annimmt, daß die resonanzlose Photoionisation langsam verläuft (viel länger als eine Schwingungsdauer des Lichtes), so läßt sich folgendes Aufheizmodell konstruieren: Sicher wird die Ionisationsgeschwindigkeit mit der Lichtfeldstärke steigen, so daß bei einer Fokussierung des Laserlichtes in den Mittelpunkt einer kugelförmigen, festen D-T-Probe (1:1 Mischungsverhältnis) die Ionisierung im Zentrum beginnt. Sobald die Ionisierung vollständig ist, wird bei einer Dichte von $6 \cdot 10^{22}$ Atomen/cm^3 des festen Materials das Laserlicht stark reflektiert, wobei eine Reflexion nahe dem in (14) erhaltenen Wert sein könnte, vermutlich etwas verringert durch die nicht mögliche Verifikation des Sprungs in der Elektronendichte. Vom Zentrum nach außen wird die Ionisation durch das Laserlicht weitergehen, dabei aber eine Stoßionisation und eine Wechselwirkung in dem noch nicht ionisierten Bereich mit solchen Elektronen und Kernen erfolgen, die aus dem ionisierten Bereich bei seiner Expansion in jenen eingeschossen werden. Diese Expansion wird mit der Schallgeschwindigkeit der D- und T-Kerne erfolgen. Ihre Temperatur wird der auf diese und die Elektronen gleichverteilten Energien entsprechen, obgleich die absorbierte Energie hauptsächlich in die Elektronen eingegangen ist, da bei der Expansion der Elektronen die Kerne elektrostatisch mitgerissen werden. Insofern werden die in die im Stadium der Ionisierung befindlichen Kerne mit den aus dem expandierenden Bereich eingeschossenen Kernen thermonuklear reagieren.

Wir nehmen an, daß die Ionisation so erfolgt, daß sich die Reaktion vom Kugelzentrum zur Oberfläche mit einer solchen Geschwindigkeit v_s ausbreitet, wie sie durch die Schallgeschwindigkeit für diejenige Temperatur T_0 in eV gegeben ist, bei welcher die gesamte aufgenommene Laserenergie E_0 in Joule auf alle Teilchen gleich verteilt ist. Bei einem Volumen V_0 in cm^3 ist mit der D-T-Dichte $N_0 = 6 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} und der Elektronenladung e in

Amperesekunden

(14) $$T_0 = \frac{E_0}{2 N_0 V_0 e}$$

Die Schallgeschwindigkeit in cm/sec für das Gemisch der D-T-Kerne ist

(15) $$v_s = 5{,}74 \cdot 10^5 \sqrt{T_0}$$

so daß mit einem Anfangsradius $R_0 = \sqrt[3]{3 V_0 / 4\pi}$ in cm die Zeit des beschriebenen Aufheizvorgangs

(16) $$t^* = \frac{R_0}{v_s(T_0)}$$

ist.

Wir berechnen nun die in der Zeit t^* im Volumen V_0 bei einer Temperatur T_0 freiwerdende Fusionsenergie des 50%igen D-T- Gemisches in Joule

(17) $$E_{F1} = \frac{N_0^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{T_0} V_0 E_{DT} t^* e$$

wobei der gemittelte Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma v \rangle$ auf die Temperatur T_0 bezogen ist und $E_{DT} = 1{,}76 \cdot 10^7 eV$ die pro Reaktion freiwerdende Energie ist. Folgereaktionen fallen wegen des kleinen Volumens außer Betracht. Mit der Laserenergie E_0 nach (14) erhält man die Reaktionsausbeute G_1, die die freiwerdende Fusionsenergie im Verhältnis zur aufgewandten Laserenergie angibt:

(18) $$G_1 = \frac{E_{F1}}{E_0} = \frac{N_0}{8} \langle \sigma v \rangle_{T_0} \frac{E_{DT}}{T_0} t^*$$

Zu bemerken ist noch, da sich der Aufheizvorgang von innen nach außen abspielt, das Plasma also nicht insgesamt aufgeheizt ist, der Ausdruck (18) mit 0,5 bis 0,33 zu multiplizieren wäre, wenn N_0 lokal konstant wäre. Bei dem gedachten Vorgang wird sich jedoch eine Stoßwelle nach außen ausbilden, in der zeitweilig vielmal größere Dichten als N_0 vorkommen, so daß man (18) zunächst für die vorläufigen Abschätzungen als ein vernünftiges Maß für die Reaktionsausbeute beim Aufheizprozeß ansehen kann.

Weiter wollen wir die Reaktionsausbeute für den anschließenden adiabatischen Expansionsprozeß gegen Vakuum ausrechnen. Wir können uns dabei nicht auf die früheren Abschätzungen [2) 3)] beziehen, da dort eine andere Anfangsdynamik vorausgesetzt ist. Nach unserem Modell ist nach der Aufheizung eine D-T-Kugel von der Temperatur T_0 und einem Volumen V_0 vorhanden, die sich von diesem Zeitpunkt ab bei einem Radius R (cm) nach dem aus den Adiabatengleichungen folgenden Gesetz

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{5kT_0}{M}}\sqrt{1-\left(\frac{R_0}{R}\right)^2} \tag{19}$$

mit der mittleren D-T-Ionenmasse M ausdehnt. Die bei der Expansion freiwerdende Energie in Joule ist

$$E_{F2} = e E_{DT} \int_0^\infty dt \int_0^{R(t)} \frac{N(R)^2}{4} \langle \sigma v(T) \rangle \, d^3r \tag{20}$$

wobei $N = N_0 (R_0/R)^3$ und $T = T_0 (R_0/R)^2$ ist und durch (19) bestimmt ist. Wenn man die Anfangsdichte homogen voraussetzt, so bleibt die Homogenität wegen $\operatorname{div} v = \text{const.}$ erhalten und T ist nur von $R(t)$ abhängig, so daß unter Berücksichtigung von $\int_0^R N \, d^3r = N_0 V_0$

$$E_{F2} = E_{DT} e N_0 V_0 \sqrt{\frac{M}{5kT_0}} \int_{R_0}^\infty \frac{N}{4} \langle \sigma v(T(R)) \rangle \frac{dR}{\dot{R}} \tag{21}$$

erhalten wird. Daraus ergibt sich eine Reaktionsausbeute für die Expansion

$$G_2 = \frac{E_{F2}}{E_0} \tag{22}$$

und mit (18) eine totale Reaktionsausbeute von

$$G = \frac{E_{F1} + E_{F2}}{E_0} = G(N_0, V_0, E_0) \tag{23}$$

In Abb. 3 sind die G-Werte für $N_0 = 6 \cdot 10^{22} \, cm^{-3}$ mit V_0 als Parameter wiedergegeben. Die Asymptote der Kurvenschar gibt die für eine bestimmte Laserenergie E_0

bei optimaler Wahl des Anfangsvolumens V_0 die höchstmögliche Reaktionsausbeute wieder. Bei $E_0 = 2 \cdot 10^4$ Joule ist für ein Volumen $V_0 = 5 \cdot 10^{-5}\ cm^{-3}$ die erzeugte Energie gleich der Heizenergie. Letztere ist als Teilchenenergie natürlich nicht als ganz verloren zu betrachten, sondern wird sich je nach der angewandten Methode beliebig gut ausnützen lassen. In Abb. 4 bis 6 ist dasselbe für geringere Anfangsdichten wiedergegeben, wobei in Abb. 6 die Dichte so groß ist, daß die Laserfrequenz ω nahe der Plasmafrequenz ist, so daß entsprechend Abb. 1 eine größere Absorptionstiefe vorhanden ist. Diese war notwendig, wenn die Aufheizung nicht nach dem Modell einer Aufheizung von innen, sondern wie bei den vorangehenden Arbeiten [1) 2) 3)] nahezu durch eine homogene Absorption in den Elektronen erfolgen sollte. Aus diesem Grunde konnten dort die Dichten N_0 nur bis zu $N_0 = 2{,}3 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}$ gewählt werden. Die Reaktionsausbeuten sind hier deshalb höher, weil neben G_2 der Anteil G_1 von der Aufheizung hinzukommt.

In Abb. 7 bis 10 ist für die gleiche Folge von Dichten wie bei Abb. 3 bis 6 G_2 nach (22) berechnet, was die Reaktionsausbeute bei freier Expansion nach der Aufheizung darstellt. Wie man sieht, ist für $N_0 = 6 \cdot 10^{22}\ cm^{-3}$ der Wert $G_2 = 1$ erst für $E_0 = 2 \cdot 10^6$ Joule mit $V_0 = 5 \cdot 10^{-3}\ cm^{-3}$ erreicht. Diese Dichten konnten hier nur in Betracht gezogen werden, weil durch den Aufheizmechanismus die Komplikation einer zu großen Absorptionskonstanten umgangen ist. Zum Vergleich mit dem Ergebnis von Engelhardt [2)], daß ein 10 keV - Plasma mit $G_2 = 1$ nur für $E_0 = 2 \cdot 10^{12}$ Joule zu erhalten wäre, ist festzustellen, daß $G_2 = 1$ bei unserem Optimalisierungsverfahren bereits bei $E_0 = 1{,}5 \cdot 10^9$ Joule erreicht würde. Die Anfangstemperatur T_0 ist dann $2{,}11 \cdot 10^4\ eV$ und $V_0 = 10^{-2}\ cm^{-3}$. Diese Werte liegen natürlich immer noch außerhalb des Bereiches des Möglichen und werden erst durch einen besonderen Aufheizmechanismus und die dann möglichen höheren Dichten überboten.

Es soll noch grob abgeschätzt werden, welchen Nutzen eine Konfinierung mit einem statischen Magnetfeld bringen könnte. Von vornherein ist bekannt [2) 3)], daß hierzu wegen der hohen Dichten extrem hohe Magnetfelder erforderlich wären. Um im Rahmen der hier durchgeführten Abschätzungen einen etwas mehr spezifizierten Begriff zu bekommen, wie sich der Einfluß einer solchen Konfinierung für verschiedene Dichten, Anfangsvolumina und Laserenergien auswirkt, wurde eine Reaktionsausbeute

(24) $$G' = G_1 + G_2' + G_3$$

ausgerechnet. Dabei ist die bei der adiabatischen Expansion entstehende Reaktionsausbeute G_2' nicht wie oben bis zum Radius ∞ ausgerechnet, sondern bis zu demjenigen Radius, bei dem entsprechend der dann herrschenden Dichte und Temperatur ein Druck von derjenigen Größe entsteht, daß ein Magnetfeld von 3 Megagauss mit einem $\beta = 1$ eine Konfinierung erzeugt. Das Plasma soll dann 10^{-6} Sekunden lang unter diesem Druck gehalten werden, wobei wir die Strahlungsverluste vernachlässigen wollen, die bei dieser gegenüber allen vorangehenden Betrachtungen langen Zeit möglicherweise nicht mehr vernachlässigbar sind. Die für diese Zeit im konfinierten Zustand erhältliche Reaktionsausbeute ist G_3. Für Anfangsdichten zwischen $6 \cdot 10^{22}$ und $6 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} ist G' von G nach Gl. (23) für zwischen 10^1 und 10^7 Joule um weniger als 1% verschieden. Erst für Anfangsdichten von $2{,}3 \cdot 10^{21}$ ist für E_0 nahe 10^1 Joule ein Einfluß G_3 auf G' zu bemerken, wie in Abb. 11 zu erkennen ist. Der Einfluß durch das zunächst noch utopische Magnetfeld von 3 M Gauss ist somit unbedeutend. Eine Betrachtung für kleinere Anfangsdichten ist wegen der zu geringen Absorption zunächst uninteressant.

4) Schnelle Photoionisation (Aufheizung von außen)

Bei dem Aufheizmechanismus im vorangehenden Abschnitt war davon ausgegangen worden, daß der Ionisationsmechanismus unter dem Einfluß der großen Lichtfeldstärke langsam vor sich ging und die Aufheizung einer kugelförmigen D-T-Probe von innen nach außen erfolgt. Wenn sich der bis jetzt noch nicht untersuchte Ionisationsmechanismus im Zeitraum einiger Schwingungsdauern des Lichtes vollzieht, wird man ein vom vorangehenden völlig verschiedenes Aufheizmodell voraussetzen können.

Bevor das Licht einige Wellenlängen tief in die Probe eingedrungen ist, wäre dann eine Oberflächenschicht ionisiert und würde wegen der hohen Dichte nach (14) eine sehr große Reflexion ergeben. Dadurch scheint sich die Möglichkeit zu geben, daß das Plasma durch den Strahlungsdruck des Lichtes konfiniert oder komprimiert wird. Wäre die Reflexion nicht so hoch und die Absorption geeignet groß, so würde die zur Aufrechterhaltung des großen Strahlungsdrucks nötige Lichtfeldstärke so hoch, daß die dann folgende Leistungsdichte eine Aufheizung des Plasmas auf Temperaturen bei $2 \cdot 10^4$ eV in weniger als 10^{-11} Sekunden bewirkte, und eine weitere Konfinierung würde das Plasma auf uninteressant hohe Temperaturen aufheizen.

Wenn man den Druck eines Plasmas von $2 \cdot 10^4$ eV Temperatur und einer Teilchendichte von $1{,}2 \cdot 10^{23}$ cm^{-3} durch den Strahlungsdruck des Lichtes kompensieren will, wäre eine elektrische Feldstärke des Lichtes von

(25) $$\mathcal{E}_0 = 4{,}74 \cdot 10^{10} \text{ V/cm}$$

nötig. Bei einem optischen Durchlaßvermögen $D = 3{,}3 \cdot 10^{-5}$ entsprechend einem stufenförmigen Anstieg der Elektronendichte auf $6 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} und einer Temperatur von $2 \cdot 10^4$ eV ist die Zeit t [sec] die nötig ist zur

Aufheizung eines D-T-Plasmas der Kerndichte $6 \cdot 10^{22}\,cm^{-3}$ auf $2 \cdot 10^{4}\,eV$ bei einem Feld $\mathcal{E}_0$ nach (25) gleich

(26) $$t = 6{,}49 \cdot 10^{-7}\, R_0$$

wenn R_0[cm] der Radius der Probe ist.

Berechnet man die Reaktionsausbeute G für eine kugelförmige D-T-Probe mit dem Radius R_0, die bei einer Kerndichte von $6 \cdot 10^{22}\,cm^{-3}$ bei $2 \cdot 10^{4}\,eV$ t Sekunden lang nach (26) zusammengehalten wird, so ergeben sich die in folgender Tabelle angegebenen Werte

R_0[cm]	t [sec]	E_0[Joule]	G
$5{,}83 \cdot 10^{-4}$	$3{,}79 \cdot 10^{-10}$	$3{,}2 \cdot 10^{-1}$	1
$5{,}83 \cdot 10^{-3}$	$3{,}79 \cdot 10^{-9}$	$3{,}2 \cdot 10^{2}$	10
$5{,}83 \cdot 10^{-2}$	$3{,}79 \cdot 10^{-8}$	$3{,}2 \cdot 10^{5}$	100

Wie man sieht, sind für noch interessante Energien E_0 günstige Reaktionsausbeuten zu erwarten. Die entsprechend große Menge an reflektierter Energie wird in die Laser zurückgeführt und kann für einen darauffolgenden Prozeß theoretisch verlustlos weiterverwendet werden. Die in Wirklichkeit wegen nichtstufenförmigen Elektronendichteverlaufs oder nichtlinearer Effekte geringere Reflexion, die komplizierten adiabatischen Kompressionsprozesse in der aufgeheizten Schicht u.v.a. mehr werden die Abschätzung natürlich sehr weitgehend modifizieren. Grundsätzlich sollte gezeigt werden, daß ein Aufheizmodell von außen, wie es bei kleiner Dauer des Ionisationsprozesses folgt, nicht von vornherein zu geringe Reaktionsausbeuten liefert.

Für eingehende Diskussionen zur behandelten Frage und für wertvolle Hinweise danke ich Herrn Priv.-Doz.D.Pfirsch. Ferner danke ich für das bei einer Diskussion entgegengebrachte Interesse besonders den Herren Professoren A. Schlüter, E. Fünfer und W. Kaiser (TH München). Für Mitarbeit beim Programmieren danke ich Herrn E. Jahn.

Zusammenfassung

Frühere Abschätzungen [1) 2) 3)], ob mit kurzen Laserimpulsen Plasmen auf Temperaturen aufgeheizt werden können, die für thermonukleare Bedingungen interessant sind, werden unter dem Gesichtspunkt weitergeführt, daß die hohen Lichtfeldstärken eine resonanzlose Ionisation bewirken. Je nach dem, ob die Dauer dieses Prozesses mit der Lichtschwingungsdauer vergleichbar oder viel größer ist, werden einige rohe Abschätzungen gemacht, inwiefern mit den dann sehr wahrscheinlich möglichen größeren Dichten eine günstigere Aufheizung erreicht werden kann. Dabei werden die optischen Konstanten für Wasserstoffplasma explizite ausgerechnet und die früheren Ergebnisse von Engelhardt [2)] durch numerische Verfahren optimiert.

Literatur

1) N.G. Basow, O.N. Krochin, Quantum Electronics Proceed. III. Intern. Congr. Paris, Dunod Paris 1964, S. 1373; JETP 46 (1964) 171

2) A.G. Engelhardt, Westinghouse Research Rep. 63-128-113-R2

3) J.M. Dawson, Princeton University Rep. MATT-222

4) R.G. Meyerand, A.F. Haught, Proceed. 6. Intern. Conf. Ionizat. Phenom. in Gases, Paris 1963, (SERMA Paris 1964)

5) A. Schlüter, Z. Naturforsch. 5a (1950) 72

6) J.M. Dawson, C.R. Oberman, Phys. Fluids 5 (1962) 517

7) L. Spitzer, jr., Physics of fully Ionized Gases, Interscience, New York 1956

8) C.W. Allen, Astrophysical Quantities, Athlone Press London 1955.

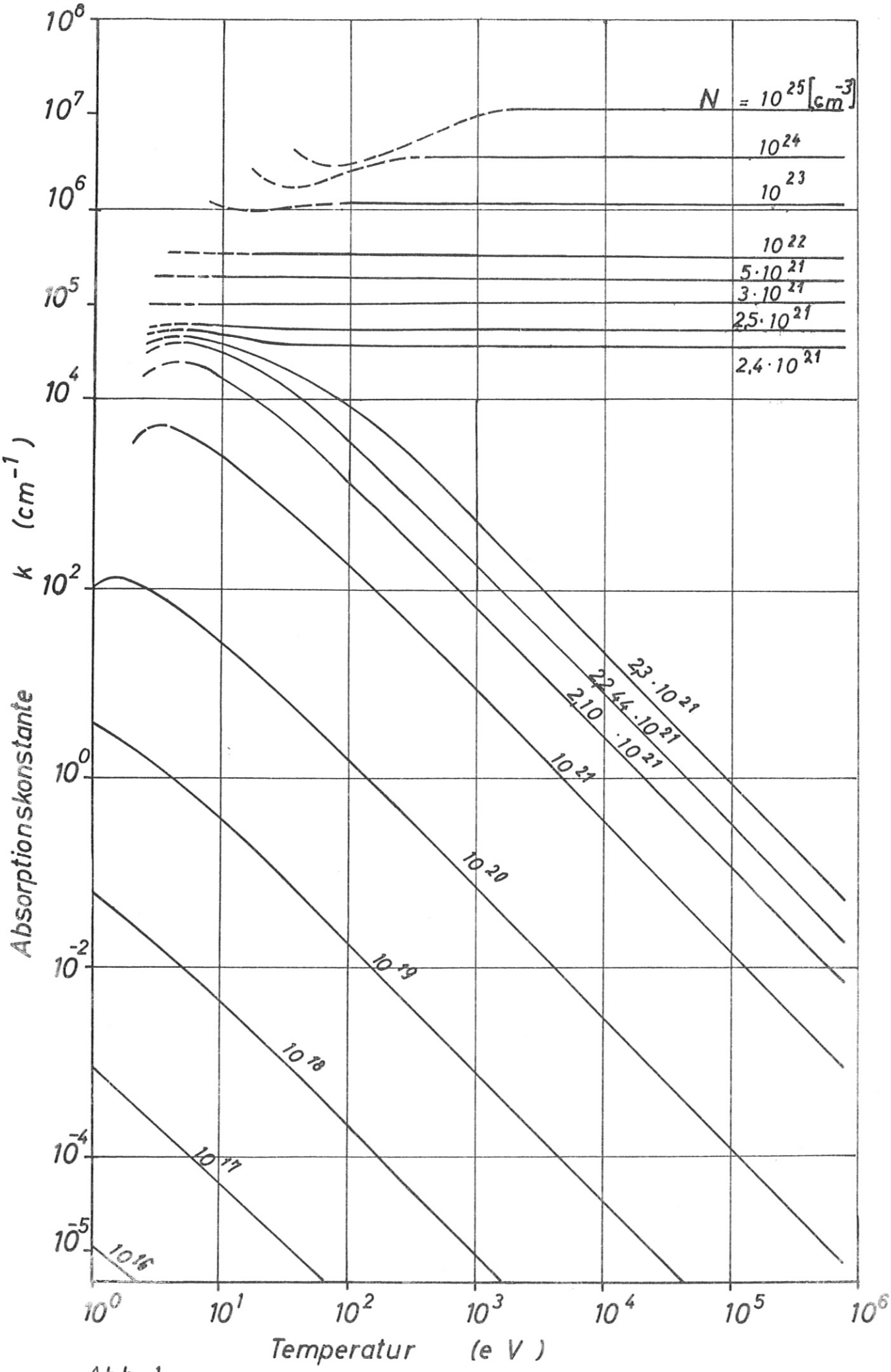
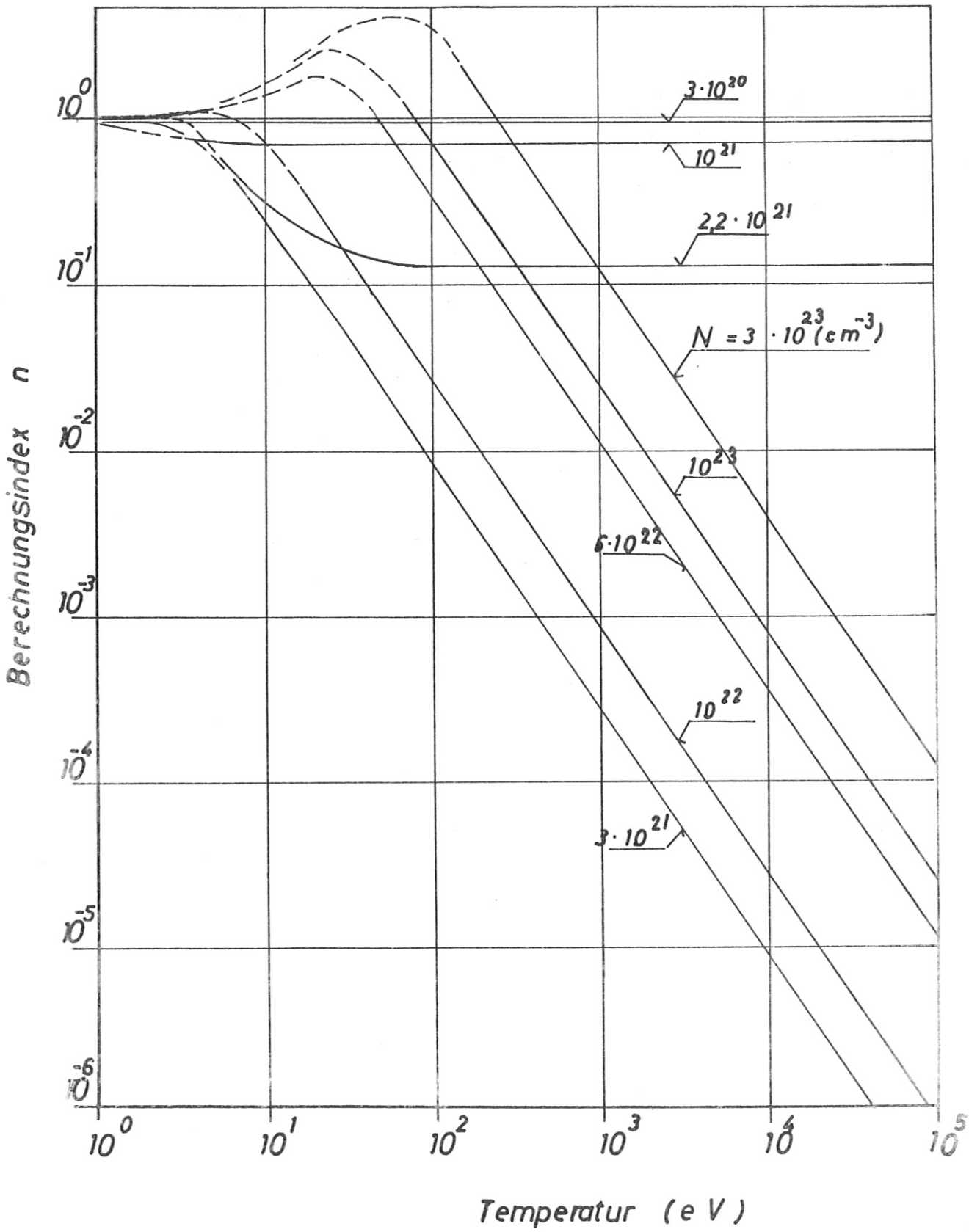

N = 10^25 [cm^-3]
10^24
10^23
10^22
5·10^21
3·10^21
2,5·10^21
2,4·10^21
2,3·10^21
2,2 44·10^21
2,10 ·10^21
10^21
10^20
10^19
10^18
10^17
10^16
k (cm^-1)
Absorptionskonstante
Temperatur (e V)

Abb. 1

Abb. 2


3·10^20
10^21
2,2·10^21
N = 3·10^23 (cm^-3)
10^23
6·10^22
10^22
3·10^21
10^0
10^-1
10^-2
10^-3
10^-4
10^-5
10^-6
10^0
10^1
10^2
10^3
10^4
10^5
Berechnungsindex n
Temperatur (eV)

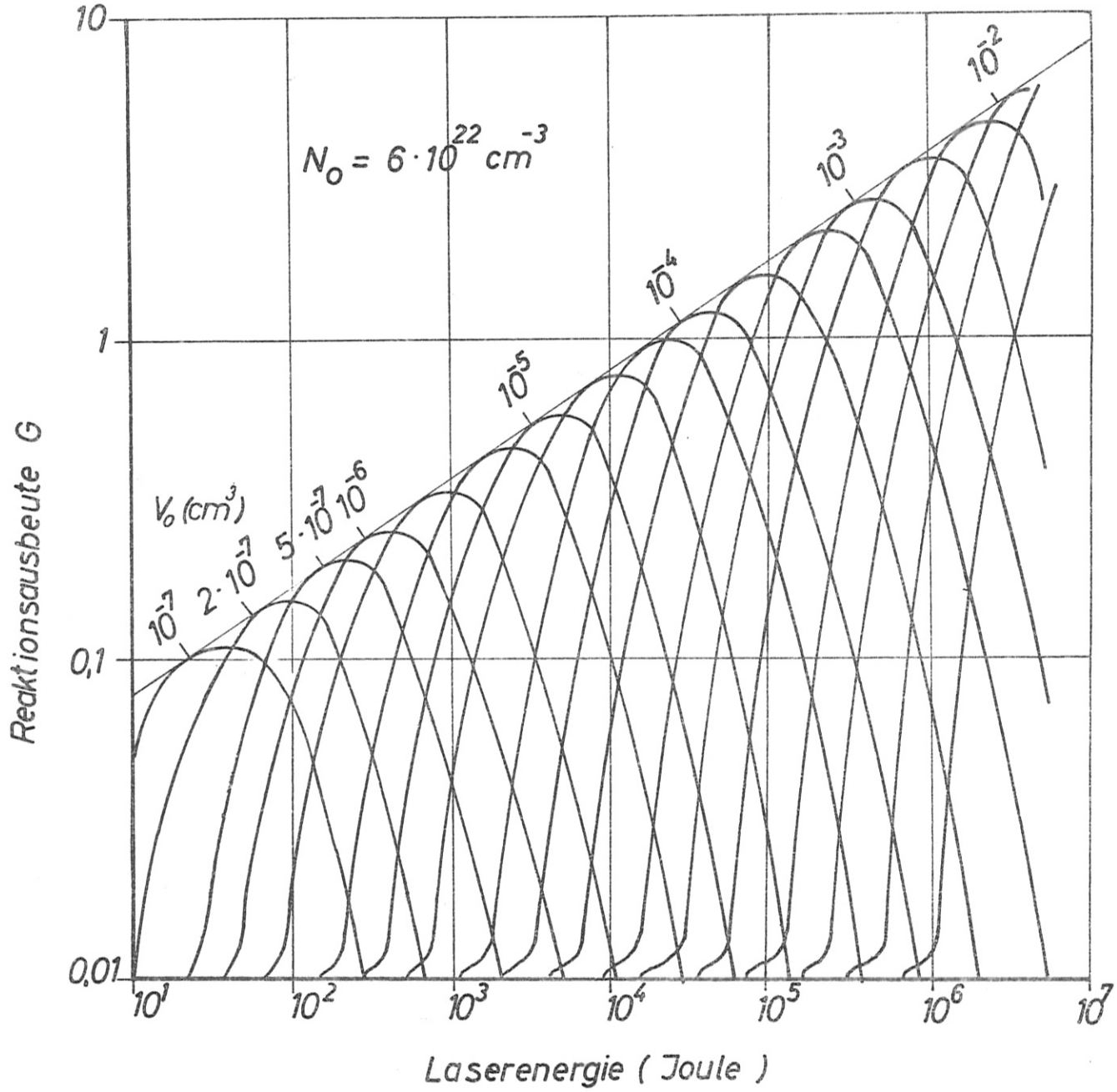

10
1
0,1
0,01
Reaktionsausbeute G
$N_o = 6 \cdot 10^{22}\ cm^{-3}$
$V_o\ (cm^3)$
10^{-7}
$2 \cdot 10^{-7}$
$5 \cdot 10^{-7}$
10^{-6}
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10^1
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7
Laserenergie (Joule)

Abb. 3

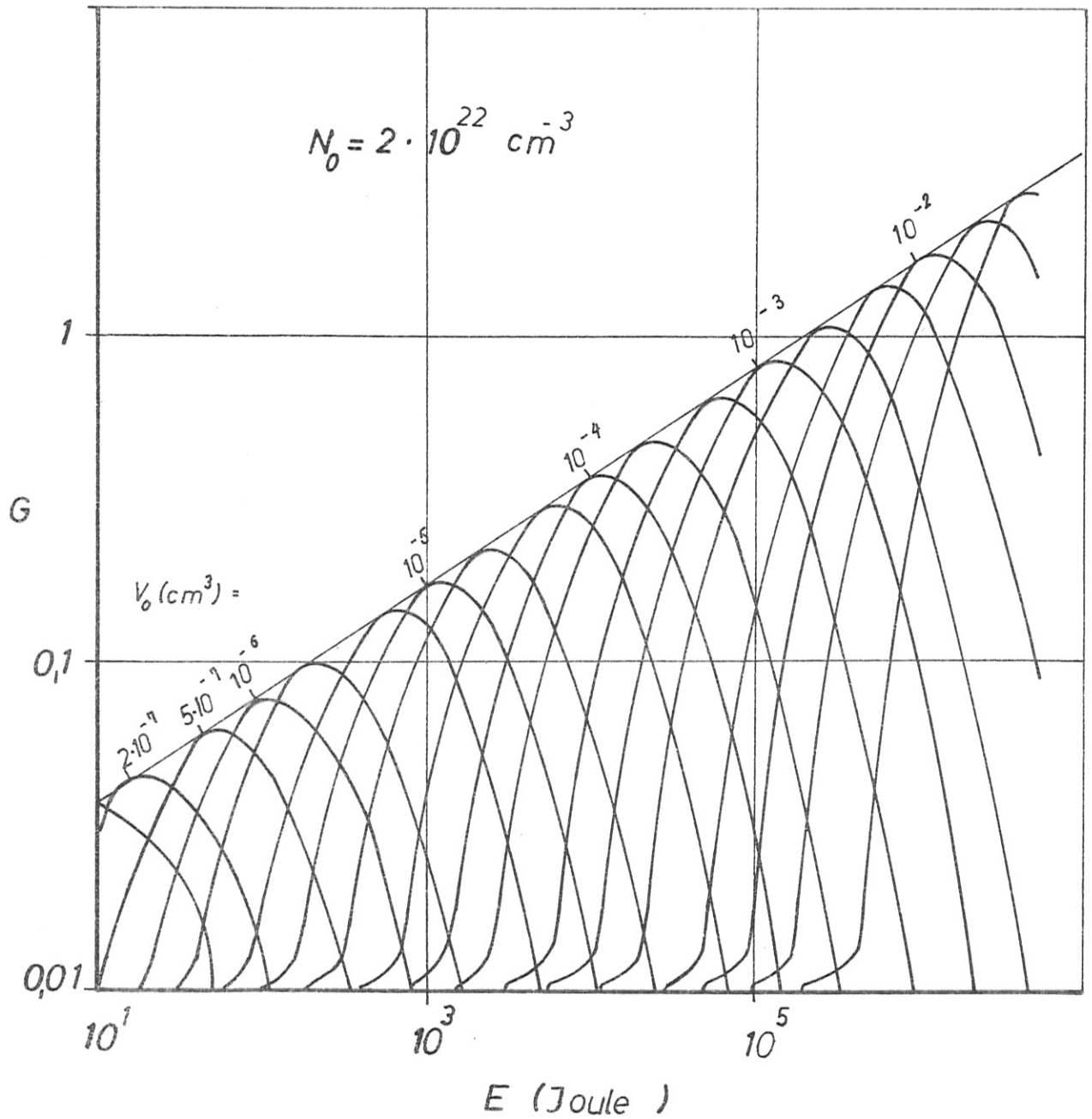

$N_0 = 2 \cdot 10^{22}\ cm^{-3}$
G
1
0,1
0,01
$V_0\ (cm^3) =$
$2 \cdot 10^{-7}$
$5 \cdot 10^{-7}$
10^{-6}
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10^{1}
10^{3}
10^{5}
E (Joule)

Abb. 4

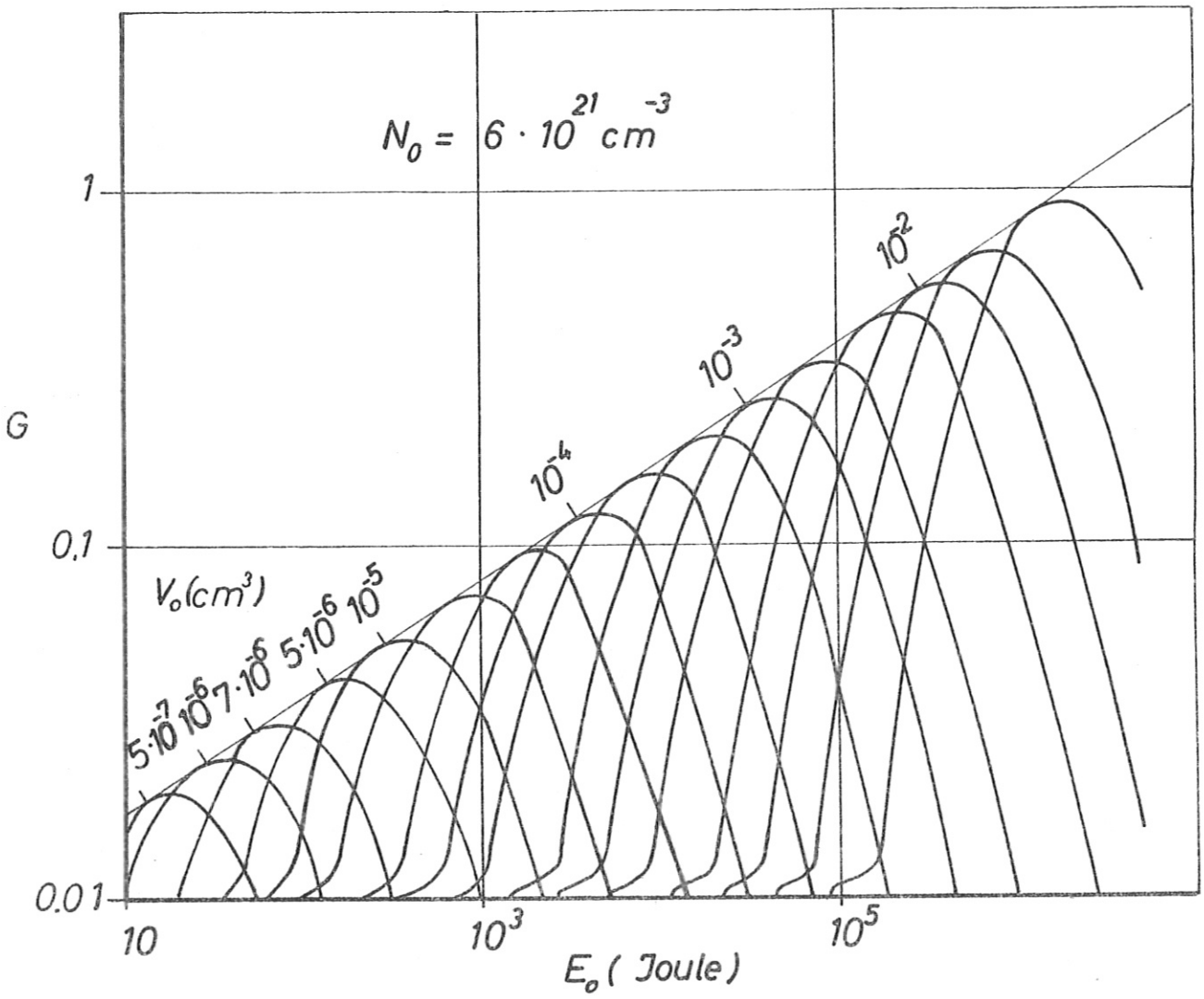

$N_0 = 6 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}$
1
0.1
0.01
G
$V_0 (cm^3)$
$5 \cdot 10^{-7}$
10^{-6}
$7 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^{-6}$
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10
10^3
10^5
E_0 (Joule)

Abb. 5

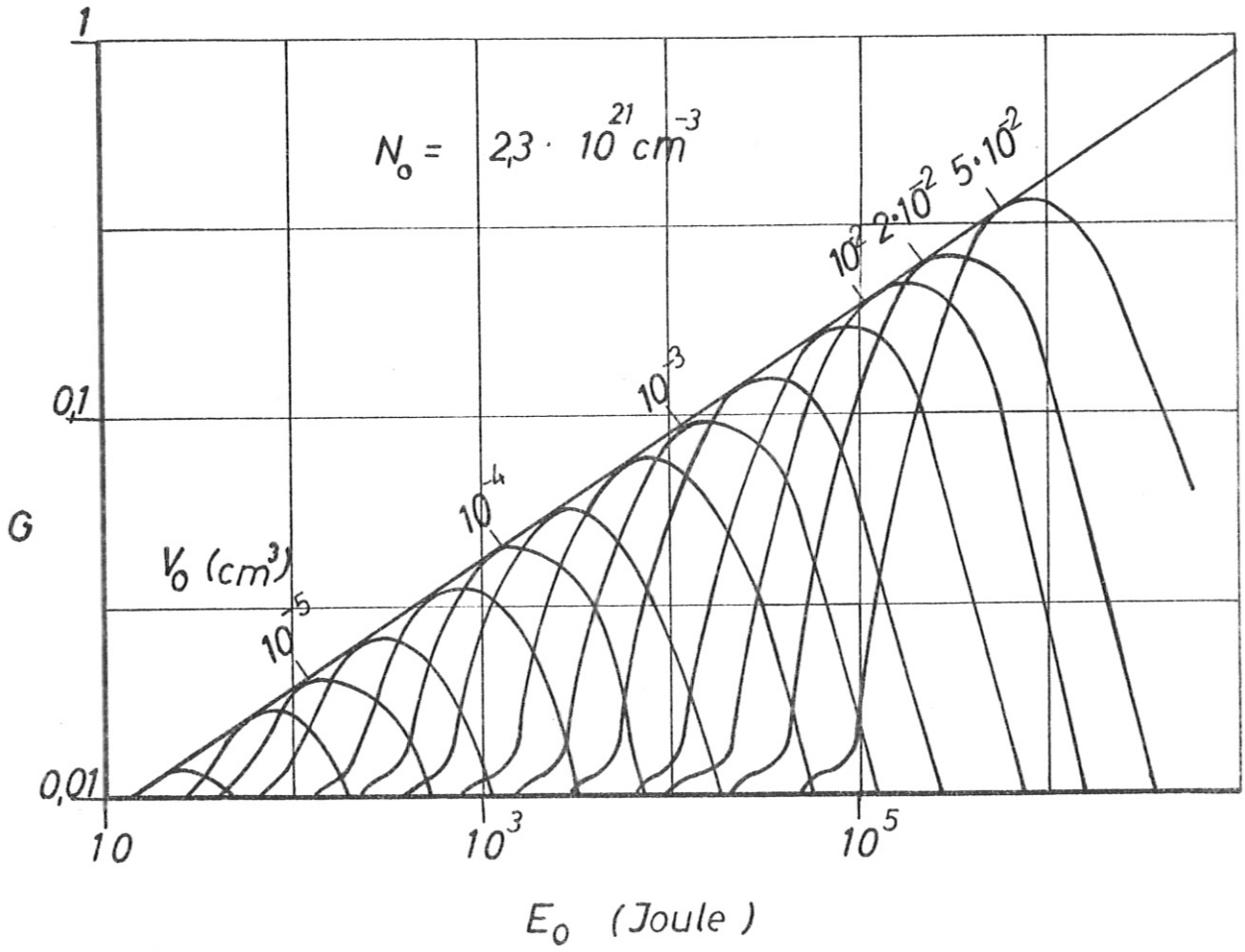

1
0,1
0,01
G
$N_o = 2{,}3 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}$
$V_o\ (cm^3)$
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
$2 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-2}$
10
10^3
10^5
E_o (Joule)

Abb. 6

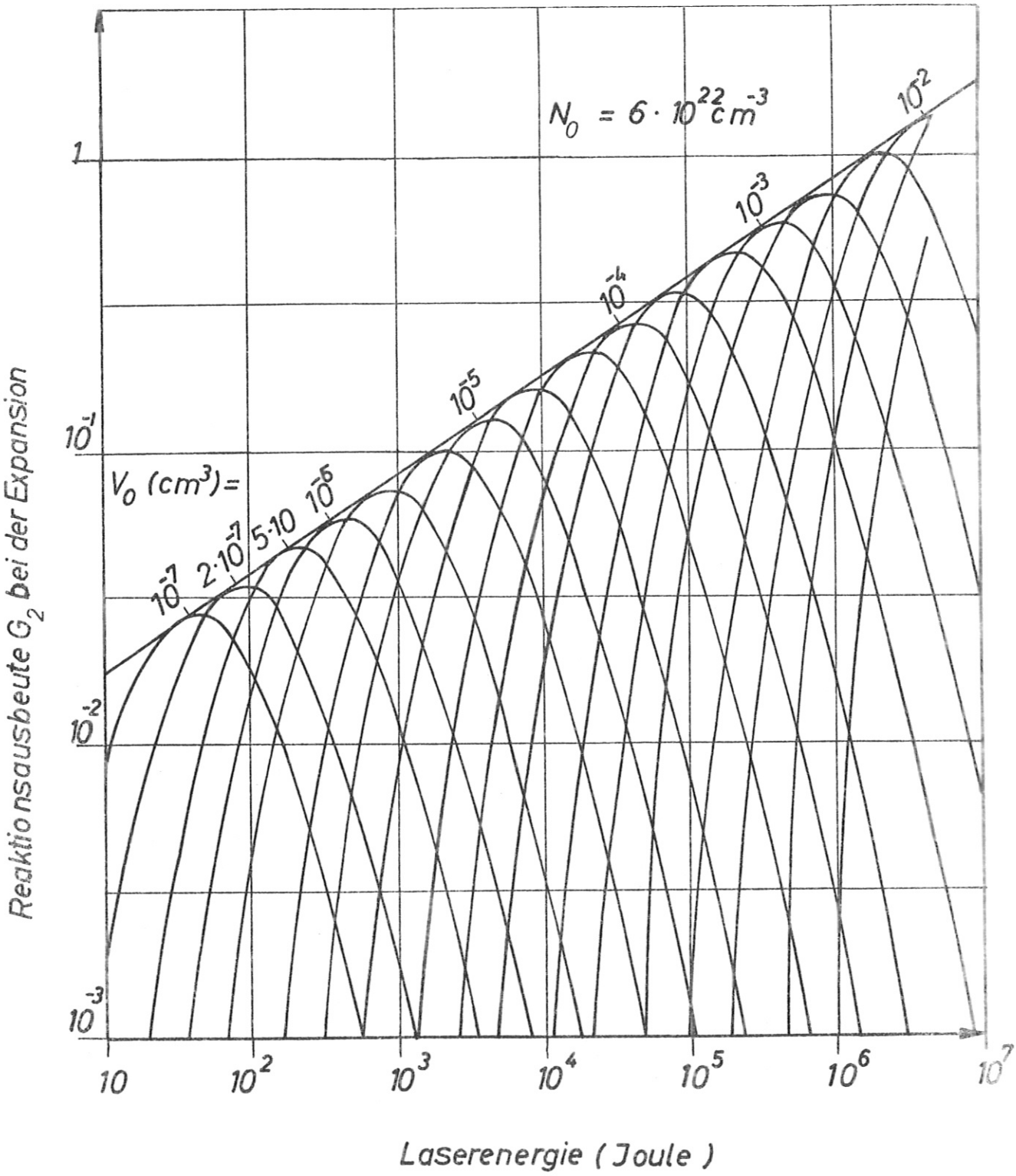

$N_0 = 6 \cdot 10^{22} cm^{-3}$
V_0 (cm³) =
10^{-7}
$2 \cdot 10^{-7}$
$5 \cdot 10^{-7}$
10^{-6}
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7
Reaktionsausbeute G_2 bei der Expansion
Laserenergie (Joule)

Abb. 7

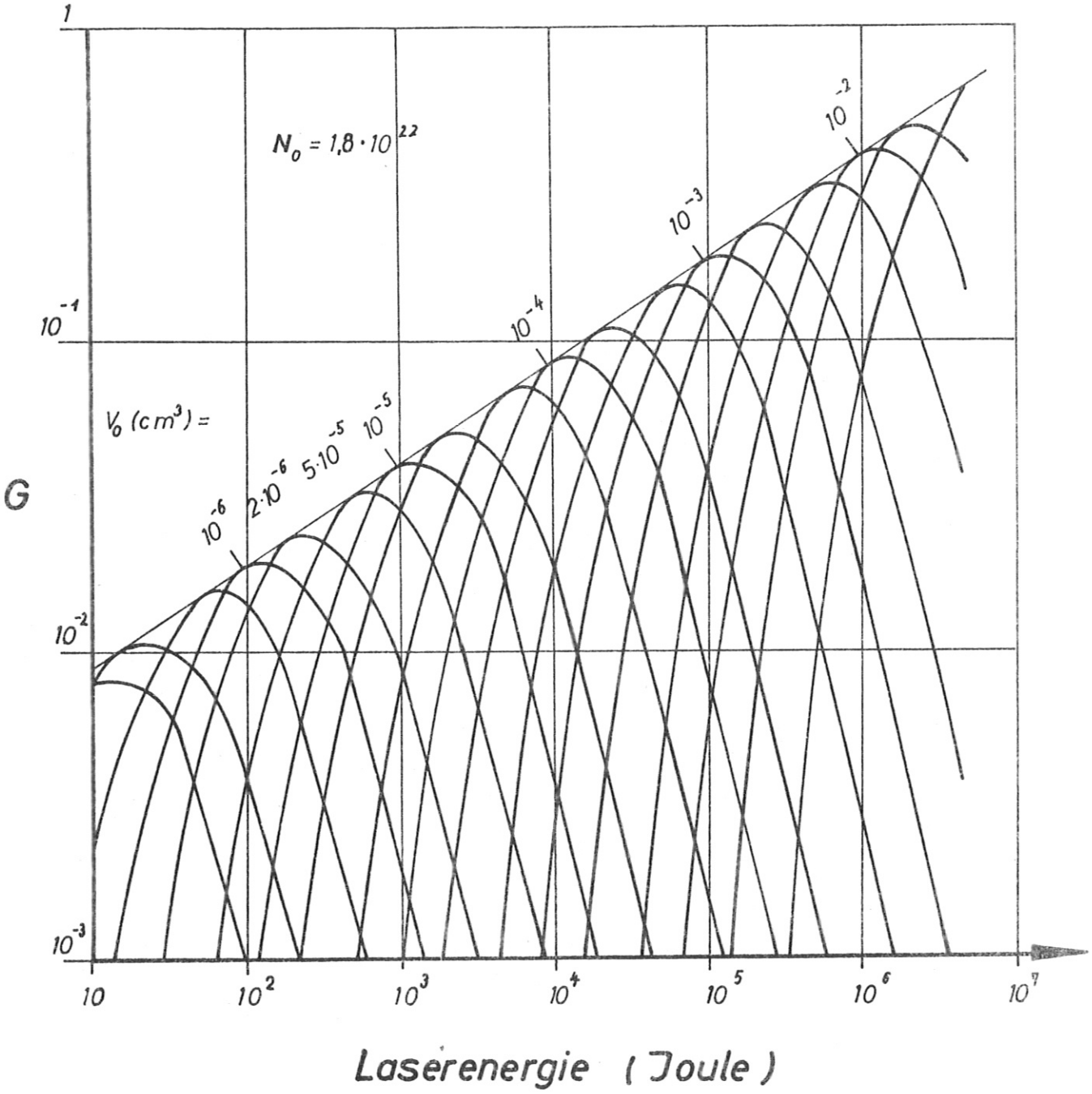
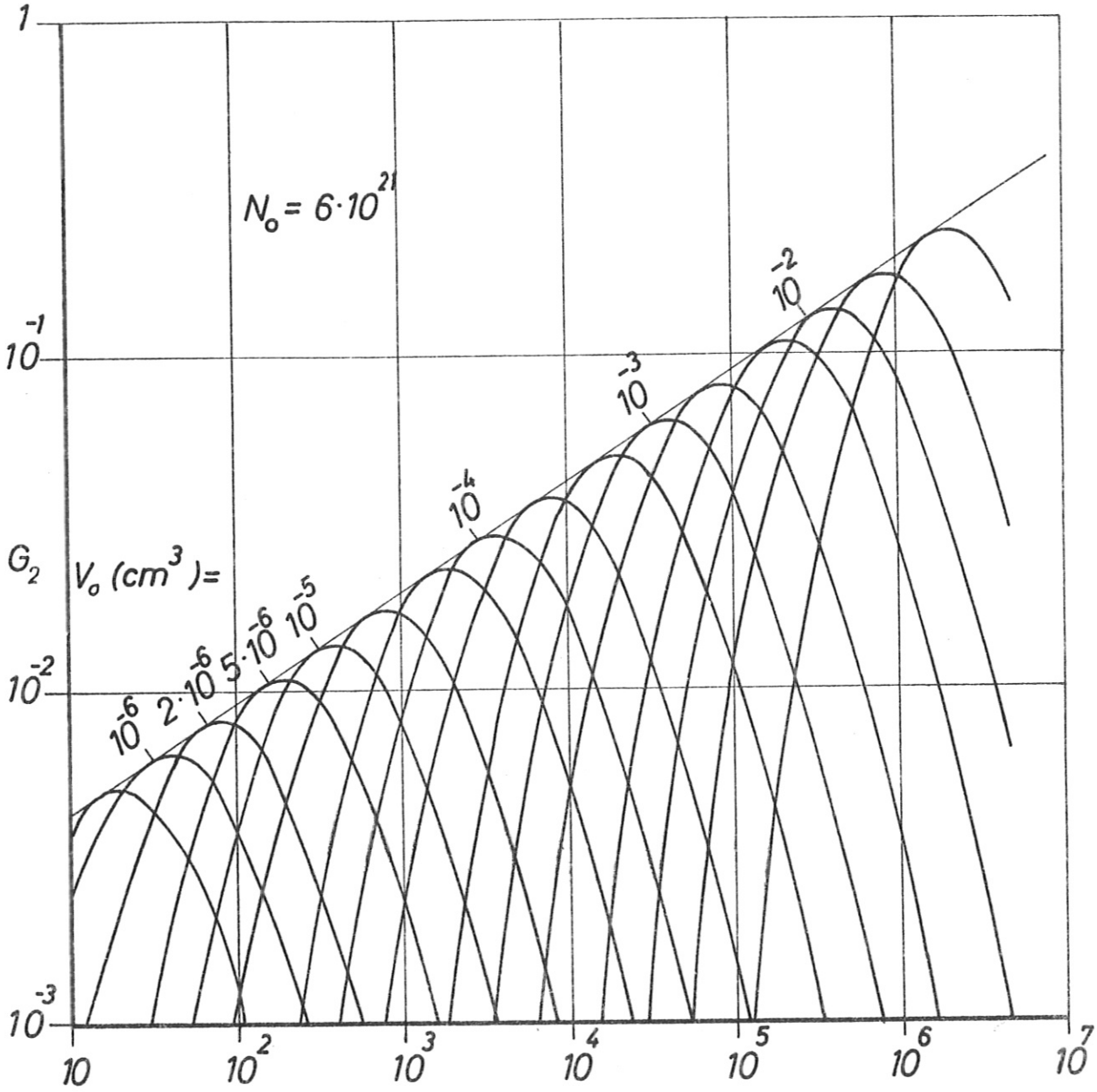

1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
G
$N_0 = 1{,}8 \cdot 10^{22}$
V_0 (cm³) =
10^{-6}
$2 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^{-5}$
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
10^7
Laserenergie (Joule)

Abb. 8



E_o (Joule)

Abb. 9

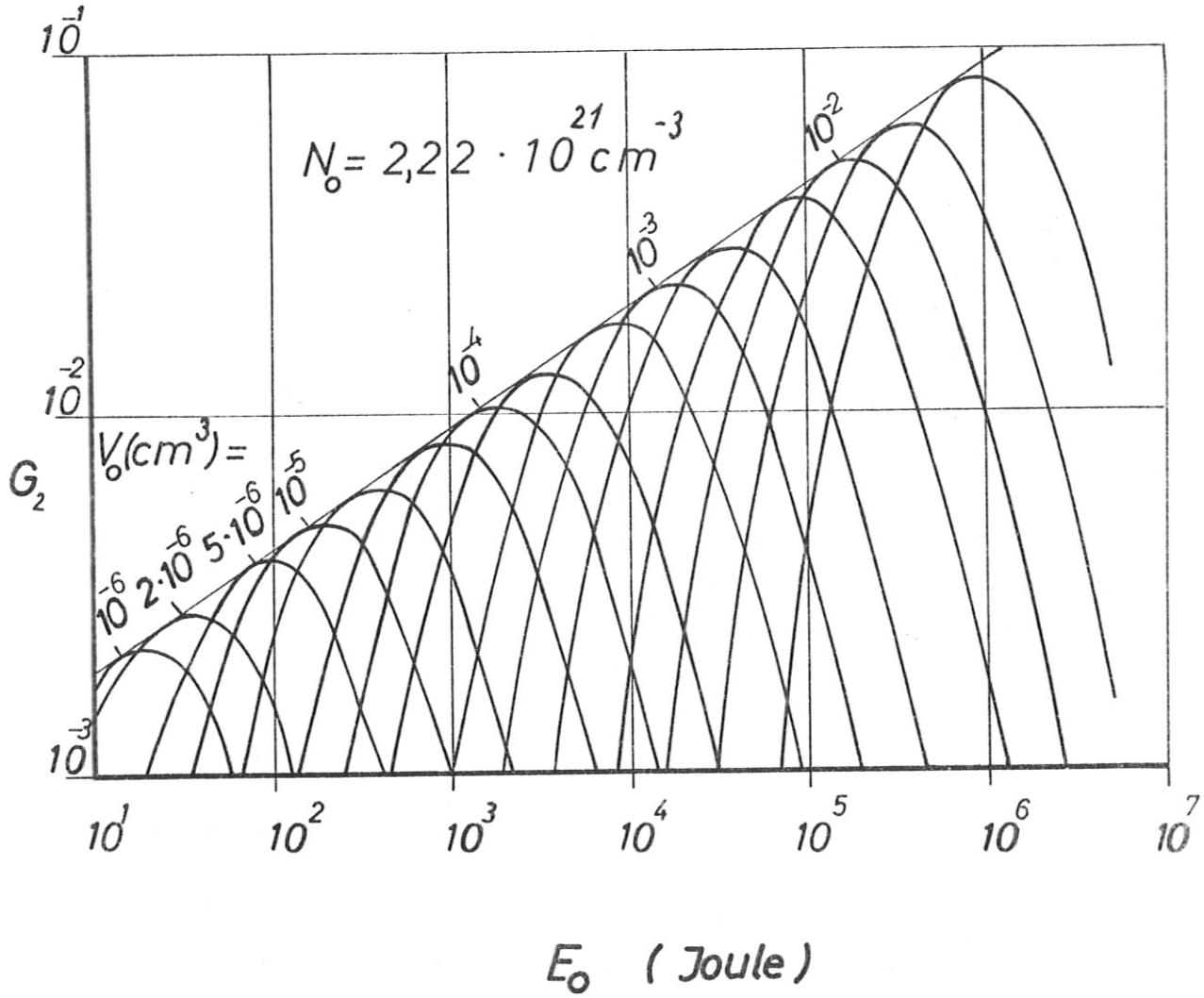

10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
G_2
$N_o = 2{,}22 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}$
$V_o(cm^3) =$
10^{-6}
$2 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^{-6}$
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
10^{1}
10^{2}
10^{3}
10^{4}
10^{5}
10^{6}
10^{7}
E_o (Joule)

Abb.10

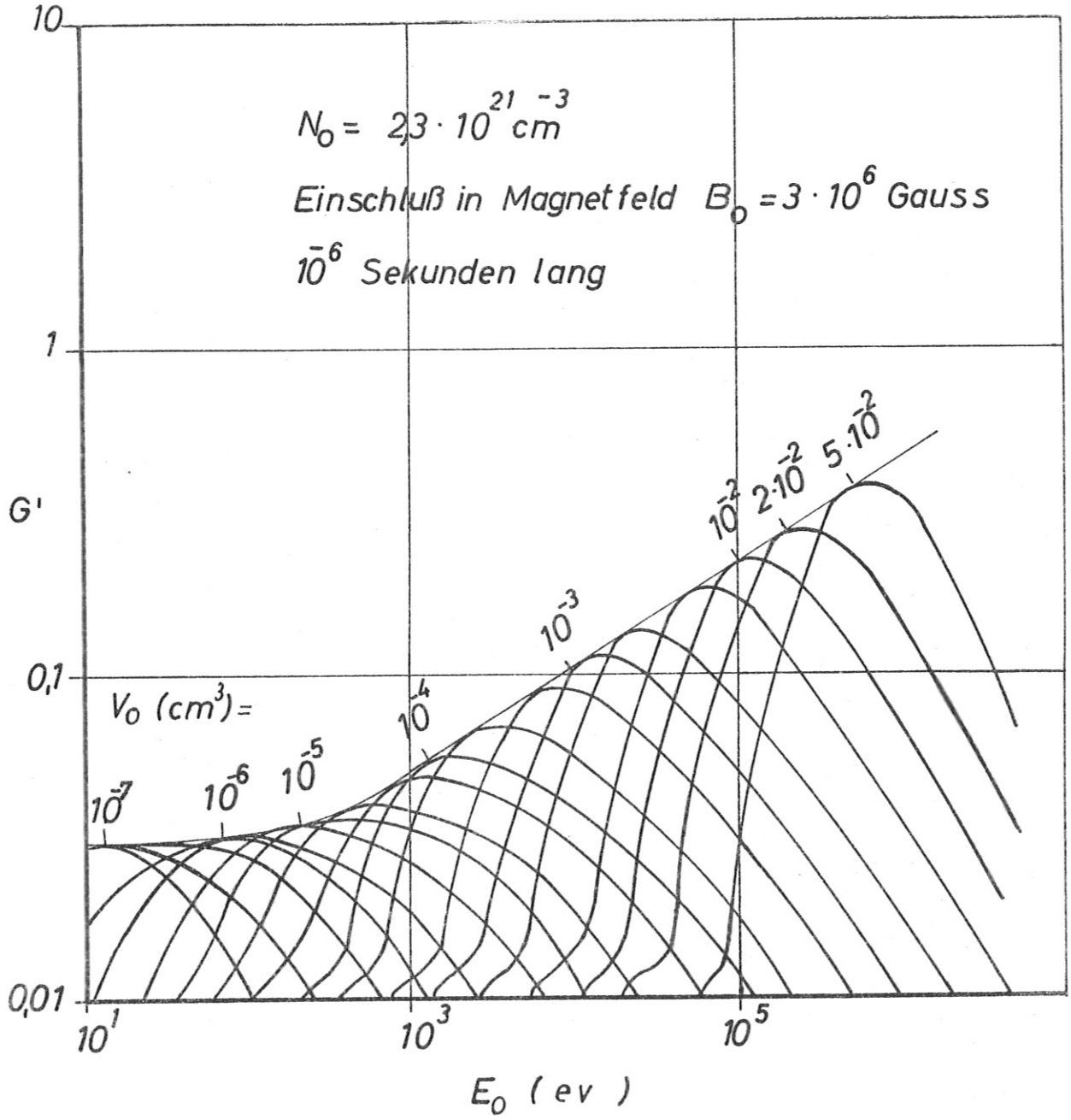

10
1
0,1
0,01
G'
$N_0 = 2{,}3 \cdot 10^{21}\ cm^{-3}$
Einschluß in Magnetfeld $B_0 = 3 \cdot 10^6$ Gauss
10^{-6} Sekunden lang
$V_0\ (cm^3) =$
10^{-7}
10^{-6}
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
10^{-2}
$2 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^{-2}$
10^1
10^3
10^5
E_0 (ev)

Abb. 11