Anschluss

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Der Energiegewinn von Elektronen
und die durch sie erzeugte harte
Röntgenstrahlung bei Thetapinch-
Entladungen vor der Zündung.

Von R. Chodura und M. Keilhacker

Handbibliothek

Abteilung 3

IPP 1/5

August 1962

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.

Abstract

The following article deals with measurements on hard x - rays produced in thet pinch discharges before breakdown of the gas which often last for several halfperiods of the magnetic field. In order to explain the timedependent intensity and energy of the x - rays, at first two possible spatial distributions of the electric field in a thet pinch-coil are discussed and the gain of energy of charged particles is calculated. The calculation shows that the adiabatic invariant $\mu = m^2 v^2 / 2m_0 B$ which gives the gain of energy as a function of the magnetic field B is proportional to $(\dot{\omega}_g t_0)^{-3}$ where $\dot{\omega}_g$ is the derivative of the gyrofrequency which is assumed to be constant and t_0 is the time between zero magnetic field and the start of the particle. Therefore the hard x - rays can be produced only by electrons which were existing in a small time interval around zero magnetic field of the order $\dot{\omega}_g^{-1/2}$. Because of the dependence of μ on the initial position of the particle the electrons have an energy distribution which is calculated under the assumption that all electrons are uniformly distributed initially over the cross-section of the coil.

From the measured time dependence of x - ray intensity the spatial distribution of the electric field in halfwaves before breakdown can be inferred. The ratio of the x - ray intensities with and without absorbers has been measured for different values of the timedependent magnetic field and also for different steady bias magnetic fields by which the starting conditions (t_0) of the particles are altered. These ratios are in good agreement with corresponding theoretical values which are derived from the calculated energy distribution of the electrons. The experimental results show that in halfwaves before breakdown there exist different spatial distributions of the electric field depending on the rising density of charged particles.

Bei Thetapinchentladungen ¹⁾ wird in einer Spule, die ein gasgefülltes Gefäß umgibt, ein starkes, schnell ansteigendes Magnetfeld erzeugt. Dieses induziert ein elektrisches Feld, das zur Ionisierung und Zündung des Gases führt. Durch das weiter ansteigende äussere Magnetfeld wird das Gas komprimiert und aufgeheizt.

Während sich die meisten Veröffentlichungen über Thetapinchentladungen mit den Vorgängen nach der Zündung befassen, soll in dieser Arbeit das Stadium vor der Zündung, in dem die Ladungsträger gebildet werden, untersucht werden. Im ersten Teil der Arbeit wird nach einer Diskussion der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldes in einer Thetapinchspule die Bewegung geladener Teilchen in diesen gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern und ihr Energiegewinn in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen berechnet. Daraus wird die Energieverteilung der Ladungsträger in der Spule abgeschätzt. Um diese theoretischen Überlegungen zu prüfen, wird im zweiten Teil der Arbeit die harte Röntgenstrahlung untersucht, die bei Thetapinchentladungen in Halbwellen vor der Zündung beobachtet wird. Zeitlich aufgelöste Absorptionsmessungen zeigen, dass die Röntgenstrahlung von Elektronen erzeugt wird, deren Energie bis zu einigen 100 KeV beträgt, während an der Spule eine Spannung von maximal 15 KV liegt. Die Elektronen laufen also mehrmals im elektrischen Feld der Spule um, ehe sie auf die Gefässwand auftreffen und dort die Röntgenstrahlung erzeugen. Das gemessene Intensitätsverhältnis der Röntgenstrahlung mit und ohne Absorber wird zu verschiedenen

Zeit-

1) Ein zusammenfassender Bericht über den Thetapinch findet sich in: E. Fünfer und G. Lehner "Plasmaphysik", Ergeb. der Exakten Naturwissenschaften Bd. XXXIV, S. 121 u.f.

punkten mit dem Intensitätsverhältnis verglichen, das sich aus der für diesen Zeitpunkt berechneten Elektronenenergieverteilung ergibt. Dabei wird die vereinfachende Annahme gemacht, dass die Energieverteilung der auf die Gefäßwand auftreffenden Elektronen mit der in der Spule identisch ist. Um diesen Punkt klären zu können, wird zur Zeit in einer weiteren Arbeit ²⁾ der Entstehungsort der Röntgenstrahlung und die Art des Teilchenverlustes untersucht.

Theoretische Überlegungen

Feldverteilung in der Thetapinchspule

Wir nehmen an, dass im Innern der Thetapinchspule vor der Zündung ein annähernd homogenes, zeitabhängiges Magnetfeld $\vec{L}(t)$ herrscht. Das zugehörige elektrische Feld $\vec{E}$ ist durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= - \dot{\vec{L}} \\ \text{div } \vec{E} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

und durch Randbedingungen am Spuleninnenrand gegeben.

Die Gleichungen (1) werden durch

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{1}{2} [\omega \vec{L}] + \text{grad } \phi \\ \Delta \phi &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

gelöst ³⁾, wobei $\vec{r}$ den Ortsvektor bezüglich der Spulenachse und ϕ eine Lösung der Laplace-Gleichung darstellen. Für die Formulierung der Randbedingung von $\vec{E}$ gehen wir von einer Spule aus, die nur eine Windung und eine Zuführung besitzt (Abb. 1). Sind die Leitfähigkeit σ des Spulenmaterials, die Frequenz ω des Spulenstroms und der Spuleninnenradius R so gross, dass

$$\sqrt{4\pi\omega\sigma} R \gg 1 \quad (3)$$

2.) E. Barbian, Institut für Plasmaphysik GmbH. Garching

3) J.E. Allen and S.E. Segre, Il Nuovo Cimento 21, 980 (1961)

ist, so lautet die Randbedingung am Radius $r = R$:

$$\begin{aligned} E_{\varphi} &= 0 & \text{für } -\pi + \delta \leq \varphi \leq \pi - \delta \\ E_{\varphi} &= -\frac{1}{2} R \dot{B} \frac{\pi}{\delta} & \text{für } \pi - \delta < \varphi < \pi \\ & & \text{und } -\pi < \varphi < -\pi + \delta \end{aligned} \quad (4)$$

Hierbei sind r, φ und z Zylinderkoordinaten bezüglich des Achsenpunktes O in Abb. 1., $B = \dot{L}_z$ bzw. $\dot{B} = \dot{L}_z$ sind die Komponenten von $\dot{L}$ bzw. $\dot{L}$ in Richtung der z -Achse.

Löst man die Potentialgleichung in (2) mit diesen Randbedingungen, so erhält man im Grenzfall $\delta \rightarrow 0$ für das elektrische Feld im Spuleninnern:

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{2} [r \dot{L}] + \text{grad } \phi \\ \phi &= R^2 \dot{B} \arctg \frac{\frac{r}{R} \sin \varphi}{1 + \frac{r}{R} \cos \varphi} \end{aligned} \quad (5)$$

Den Feldverlauf von φ nach Gl. (5) zeigt Abb. 1a. Das Potentialfeld $\text{grad } \phi$ wird durch Oberflächenladungen an der Spuleninnenwand bewirkt.

Sind andererseits im Spuleninnern durch irgendwelche Ionisierungsvorgänge bereits Ladungsträger geschaffen, dann können diese entweder durch Stöße oder beim nulldurchgang des Magnetfeldes den elektrischen Feldlinien folgen und sich an der Wand des Glasgefäßes anlagern. Das kann so lange geschehen, wie am Gefäßsrand noch eine senkrechte φ -Feldkomponente aufrechterhalten bleibt. Mit zunehmender Leitfähigkeit muss dh. diese Komponente verschwinden, und man erhält in diesem Fall als Randbedingung für φ :

$$I R_G \quad E_r = 0 \quad \text{für } r = R \quad (6)$$

→ des Gefäßes Daraus folgt $\phi = \text{const}$ im Innern der Spule, d.h. das Potentialfeld der Oberflächenladungen der Spuleninnenwand wird vollständig abgeschirmt durch Ladungen an der Gefäßswand, es bleibt nur das azimuthale Ringfeld

$$\varphi = \frac{1}{2} [r \dot{L}] \quad (7)$$

im Gefässinnern bestehen (Abb. 1b).

Für das folgende ist nur die Kenntnis des elektrischen Feldes während eines kurzen Zeitintervalls um den Nulldurchgang von $B(t)$ nötig. Es kann daher die Frage ausser Acht gelassen werden, ob der erwähnte Abschirmeffekt später bei Änderungen von $\dot{B}$ aufrechterhalten bleibt.

Teilchenbewegung

Die Bewegung eines geladenen Teilchens im elektromagnetischen Spulenfeld ohne Berücksichtigung von Wechselwirkungen mit anderen geladenen oder ungeladenen Teilchen ist für ein $\mathcal{E}$ -Feld der Gleichung (7) und $B(t) \sim t^\alpha$ in geschlossener Form lösbar. Für den allgemeinen Fall der Gl. (5) sind die Bewegungsgleichungen wesentlich komplizierter, und wir möchten dafür nur eine qualitative Beschreibung geben.

Wir betrachten ein Teilchen, das zu einem bestimmten Anfangszeitpunkt $t = t_0$ in Ruhe ist,

$$v(t_0) = 0$$

Dann zerfällt die Bewegung dieses Teilchens in 2 Phasen:

1.) in die Phase der linearen Beschleunigung durch das $\mathcal{E}$ -Feld allein, während derer die magnetischen Kräfte auf das Teilchen wegen der geringen Geschwindigkeit v noch vernachlässigbar sind:

$$v \cdot |B| \ll E, \quad E = |\mathcal{E}| \quad (8)$$

2.) in die Gyrationphase, während derer die Wirkung des Magnetfeldes überwiegt und das elektrische Feld nur als kleine Störung der Gyrationbewegung wirkt, die eine Drift des Gyrationzentrums verursacht:

$$v \cdot |B| \gg E \quad (9)$$

Durch die Gleichung

$$v \cdot |B| = E \quad (10)$$

wird grössenordnungsmässig ein Zeitpunkt t_1 definiert, zu dem die eine Bewegungsphase in die andere übergeht.

Vernachlässigt man die Beschleunigung auf Grund von Feldlinienkrümmungen, so gilt grössenordnungsmässig

$$v \approx \frac{|e|}{m} E (t - t_0) \quad (11)$$

e bzw. m = Teilchenladung bzw. - Masse
und die Bedingung (10) geht über in

$$|\omega_g(t_1)| \cdot (t_1 - t_0) = 1, \quad \omega_g(t) = \frac{e B(t)}{m} \quad (12)$$

Für ein linear mit der Zeit veränderliches Magnetfeld ist

$$B(t) = \dot{B} \cdot t, \quad \dot{B} = \text{const} \quad (13)$$

und dh. auch $E = \text{const.}$ bezüglich der Zeit.

Gl. (12) geht dann über in

$$|\dot{\omega}_g \cdot t_1| \cdot (t_1 - t_0) = 1 \quad (12')$$

mit $\dot{\omega}_g = \frac{e \dot{B}}{m} = \text{const.}$ Dabei ist es ausreichend, wenn $\dot{B}$ im Zeitintervall $t_1 - t_0$ als konstant angesehen werden darf. $t_1 - t_0$ ist das Zeitintervall, in dem das Teilchen annähernd nur vom $\mathcal{E}$ -Feld bewegt wird; es ist unabhängig von der Feldstärke E .

Dieses Zeitintervall wird natürlich umso kleiner, je grösser das Magnetfeld zur Zeit t_0 des Loslaufens des Teilchens bereits war. Das Zeitintervall wird am grössten für einen Be-

wegungsbeginn t_0 kurz vor dem Nulldurchgang ($t = 0$) des Magnetfeldes, weil dann das Teilchen in einem zunächst abnehmenden Magnetfeld beschleunigt wird und erst nach dem Nulldurchgang des Magnetfeldes auf eine Gyrationbahn umgelenkt werden kann. Abb. 2 zeigt dieses Verhalten qualitativ.

Für das reine Wirbelfeld nach Gl. (7) ohne überlagertes Potentialfeld lässt sich der Bewegungsvorgang exakt beschreiben. Legt man den Ort des Teilchens r, φ in der Ebene senkrecht zur Spulenachse durch die komplexe Koordinate

$$u = r \cdot e^{i\varphi} \quad (14)$$

fest, so lässt sich die Bewegungsgleichung für nicht-relativistische Geschwindigkeiten folgendermassen formulieren:

$$\ddot{u} + i\omega_g \dot{u} + \frac{\dot{\omega}_g}{2} u = 0 \quad (15)$$

Für einen zeitlichen Verlauf von B nach Gl. (13) lautet die Lösung dieser Differentialgleichung:

$$u = \sqrt{\tau} \cdot e^{-i\tau^2} \cdot \left(C_1 J_{1/4}(\tau^2) + C_2 J_{-1/4}(\tau^2) \right) \quad (16)$$

$$\tau = \frac{1}{2} \sqrt{\dot{\omega}_g} t.$$

C_1 und C_2 sind beliebige komplexe Konstanten, die durch die Anfangsbedingungen bestimmt werden müssen, J sind Besselfunktionen. Für die Anfangsbedingung

$$u(t_0) = u_0, \quad |u_0| = r_0$$

$$\dot{u}(t_0) = 0 \quad (17)$$

Geht die Lösung (16) unter der Bedingung (8) in die Gleichung einer linear beschleunigten Bewegung

$$u = u_0 \left(1 - i(\tau - \tau_0)^2 \right) \quad (18)$$

über, unter der Bedingung (9) dagegen in die Gleichung

$$u = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \tau^{-1/2} \left\{ [C_1 e^{-i\frac{3\pi}{8}} + C_2 e^{-i\frac{\pi}{8}}] + e^{-2i\tau^2} [C_1 e^{i\frac{3\pi}{8}} + C_2 e^{i\frac{\pi}{8}}] \right\},$$

$$C_1 = \frac{\pi}{12} \tau_0^{3/2} e^{i\tau_0^2} u_0 \left(J_{3/4}(\tau_0^2) + i J_{1/4}(\tau_0^2) \right), \quad (19)$$

$$C_2 = \frac{\pi}{12} \tau_0^{3/2} e^{i\tau_0^2} u_0 \left(J_{-3/4}(\tau_0^2) - i J_{1/4}(\tau_0^2) \right),$$

deren erster Summand die radiale Drift und deren zweiter Summand die Gyrationbewegung beschreiben.

Energiegewinn der Teilchen in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen

Entsprechend dem Bewegungsverlauf erfolgt auch der Energiegewinn eines Teilchens im Verlauf seiner Bewegung in zwei Phasen.

Zu Beginn der Bewegung bis etwa zum Zeitpunkt t_1 wird das Teilchen nach Gl. (11) annähernd gleichmässig beschleunigt, seine kinetische Energie nimmt also entsprechend

$$W = \frac{e^2}{2m} E^2 (t - t_0)^2 \quad (20)$$

zu. (Dabei ist zusätzlich vorausgesetzt, dass die Teilchenenergie in dieser Bewegungsphase nicht relativistisch wird).

In der zweiten Phase ($t > t_1$) gewinnt das Teilchen seine Energie hauptsächlich aus der Gyrationbewegung im Wirbelfeld.

Die Energieänderung in dieser Gyrationphase ist näherungsweise gegeben durch die Beziehung:

$$W = \mu B, \quad \mu = \frac{m v^2}{2B} = \text{const} \quad (21)$$

bei nicht-relativistischer Energie W , bzw.:

$$W = m_0 c^2 \left(\sqrt{\frac{2\mu B}{m_0 c^2} + 1} - 1 \right), \quad \mu = \frac{m^2 v^2}{2m_0 B} = \text{const} \quad (22)$$

bei relativistischer Energie W (m_0 = Ruhemasse des Teilchens).

Die adiabatische Konstante μ hängt davon ab, wieviel Energie dem Teilchen in der vorhergegangenen Beschleunigungsphase bis zum Zeitpunkt t_1 zugeführt wurde. Hat das Teilchen zu diesem Zeitpunkt noch nicht-relativistische Energie, so ist nach Gl. (20)

$$W(t_1) = \frac{e^2}{2m} E^2 (t_1 - t_0)^2$$

und somit nach Gl. (21)

$$\mu = \frac{W(t_1)}{B(t_1)} = \frac{\frac{e^2}{2m} E^2 (t_1 - t_0)^2}{B \cdot t_1} \quad (23)$$

Die weitere Energieänderung bei Veränderung von B kann dann nach Gl. (21) bzw. (22) bestimmt werden.

Der Wert der adiabatischen Konstanten μ , der sich im Verlauf der Bewegung eines Teilchens nach Gl. (23) einstellt, hängt also neben anderem von der Lage des Anfangszeitpunktes t_0 der Bewegung bezogen auf den Zeitpunkt des Nulldurchganges des Magnetfeldes ab. Ist $t_0 \gg \frac{1}{\sqrt{\omega_0}}$ so fällt μ wegen Gl. (12') wie $\frac{1}{t_0^3}$ gegen Null ab. Daraus folgt, dass nur solche Teilchen ein nennenswertes μ und damit hohe Energie im Verlauf ihrer Gyrationbewegung gewinnen können, die ihre Bewegung bis zu einem Zeitpunkt der Größenordnung $\frac{1}{\sqrt{\omega_0}}$ nach dem Nulldurchgang des Magnetfeldes begonnen hatten. Teilchen, die etwa durch ionisierende Stöße - nach diesem Zeitpunkt entstehen, kommen für die Erzeugung harter Röntgenstrahlen nicht mehr in Frage.

Im Fall des reinen Wirbelfeldes Gl. (7) kann man die kinetische Energie des Teilchens aus der Lösung der Bewegungsgleichung (16) exakt bestimmen. Abb. 3 zeigt den zeitlichen Energieverlauf für 2 Werte der Anfangszeit t_0 bei nicht-relativistischer Energie. Die Energie wächst zunächst quadratisch mit der Zeit entsprechend Gl. (20) für die Beschleunigungsphase. Im weiteren Verlauf schwingt sie um eine Gerade, die

durch Gl. (21) und (13) gegeben ist, und der sie sich mit zunehmender Zeit immer mehr nähert. Der exakte Wert der adiabatischen Konstanten μ ist in diesem Fall gegeben durch

$$\mu = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\dot{\omega}_g} \left| C_1 + e^{-i\frac{\pi}{2}} C_2 \right|^2, \quad (24)$$

wobei C_1 und C_2 nach Gl. (19) von der Anfangszeit der Bewegung t_0 des Teilchens abhängen. Abb. 4 zeigt diese Abhängigkeit $\mu(t_0)$.

Energieverteilung der Teilchen

Die Energie eines Einzelteilchens hängt nach den Gleichungen (21), (22) und (23) von $\dot{B}$ im Augenblick des Nulldurchganges des Magnetfeldes und von der Stärke B des Magnetfeldes im Augenblick der Beobachtung ab, aber wegen der Inhomogenität von E auch vom Anfangsort des Teilchens. Ausserdem hängt die Energieverteilung der Teilchen auch von der Geometrie der begrenzenden Wände ab, da wir ein Teilchen, das im Verlauf seiner Bewegung mit der Wand kollidiert, als verloren annehmen.

Es soll die Energieverteilung von Ladungsträgern abgeschätzt werden, die zunächst in einem homogenen, konstanten Magnetfeld B_0 annähernd ruhen und mit gleichmässiger Dichte n_0 über das ganze Spulenvolumen verteilt sind. Zur Zeit $t = t_0$ wird ein linear mit der Zeit veränderliches Magnetfeld überlagert (s. Abb. 5). Der Zeitpunkt des wirklichen (Abb. 5a u. b) oder virtuellen (Abb. 5c) Nulldurchgangs von B sei $t = 0$.

Während der Beschleunigungsphase können Teilchen an die Gefässwand laufen. Zur Abschätzung dieses Anteils nähern wir das elektrische Feld $\mathcal{E}$ nach Gleichung (5), das in Abb. 1a dargestellt ist, durch ein ringförmiges Feld E_ψ um den Punkt O' in Abb. 1a an, dessen Stärke durch Gl. (5) für $\psi = 0$ gegeben ist:

$$E_\psi = \frac{1}{2} R \dot{B} \left(1 + \frac{2R}{s} - \frac{s}{R} \right). \quad (25)$$

Dabei wird mit s der Abstand von O' bezeichnet. Wir nehmen weiter an, dass die Teilchen annähernd den ζ -Feldlinien folgen. Als verloren gelten alle Teilchen, die während der Zeit $t_0 \leq t \leq t_1$ die Wand erreichen können. Nach der Zeit $t = t_1$ wird es im allgemeinen keine Wandstöße mehr geben, weil dann die Driftgeschwindigkeit am Spulenrand parallel zur Berandung verläuft.

Die Energieverteilung der Teilchen bei einem Magnetfeld B ist dann gegeben durch:

$$dN = n_0 s_0 \left[2 \arccos \frac{s_0}{2R} - \frac{|\dot{\omega}_g| (t_1 - t_0)^2}{4} \cdot \frac{R}{s_0} \left(1 + \frac{2R}{s_0} - \frac{s_0}{R} \right) \right] \frac{ds_0}{dW} dW. \quad (26)$$

Darin ist dN die Teilchenzahl pro cm Spulenlänge im Energieintervall dW , s_0 ist der Anfangsort eines Teilchens, er ist über Gl. (25), (23) und (21) bzw. (22) mit W verknüpft. s_0 variiert zwischen

$$s_1 \leq s_0 \leq 2R,$$

wobei s_1 die Nullstelle des Klammerausdrucks [in Gl. (26) bedeutet. Alle Teilchen mit $s_0 < s_1$ laufen während der Beschleunigungsphase an die Gefäßwand. Gefäßradius und Spulenradius wurden beide als annähernd gleich R angenommen. Man kann die Verteilung (26) übersichtlicher in dimensionslosen Größen darstellen, nämlich als Funktion

$$\frac{dN^*}{dW^*} = \frac{1}{n_0 R^2 \pi} \frac{dN}{dW^*} = F(W^*, W_0^*, \tau_0) \quad (27)$$

von

$$W^* = \frac{W}{m_0 c^2}$$

$$W_0^* = \frac{e \sqrt{\dot{\omega}_g} R^2 B(t)}{m_0 c^2} \quad (28)$$

und

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\dot{\omega}_g} t_0,$$

Der Parameter τ_0 gibt dabei die Zeit des Beschleunigungsbeginns an, der Parameter W_0^* enthält das Magnetfeld zur Beobachtungszeit t . Abb. 6 (gestrichelte Kurven) zeigt die Verteilungsfunktion Gl. (26) für $\tau_0 = 0$ und $W_0^* = 1$ bzw. $W_0^* = 4$ sowie für $\tau_0 = -1$ und $W_0^* = 1$.

Für das zylinder-symmetrische Feld Gl. (7) lautet die Energieverteilung

$$dN = n_0 R^2 \pi \frac{\frac{W}{m_0 c^2} + 1}{\mu(R) \cdot B} dW \quad (29)$$

Dabei ist $\mu(R) = \mu(r_0 = R)$ durch Gl. (24) und (19) gegeben.

Abb. 6 (ausgezogene Kurven) zeigt die Energieverteilung nach Gl. (29) für die gleichen Parameter wie vorher.

Die Teilchenenergie W ist wiederum nach oben beschränkt durch die Forderung, dass die Teilchenbahnen innerhalb des Gefäßvolumens verlaufen müssen.

Es ist $0 \leq W \leq W(\mu_{\max})$,

wobei $\mu_{\max}$ das magnetische Moment eines Teilchens mit der äussersten noch zugelassenen Teilchenbahn bedeutet. $\mu_{\max}$ ist in Abb. 4 dargestellt.

Versuchsanordnung

Bei Entladungen am Thetapinch, dessen Schaltung in Abb. 7 dargestellt ist, wurde die auftretende harte Röntgenstrahlung untersucht. Bei einer Ladespannung von 40 kV war in den zehn parallel geschalteten Kondensatoren eine Energie von 26 kJ gespeichert. Bei einer Spulenlänge von 30 cm und einem Spulendurchmesser von 5,2 cm waren das max. Magnetfeld 53 kG, sein Anstieg $6 \cdot 10^{10}$ G/sec. und die Schwingungsdauer der Entladung 6,2 μ sec. Das Gas wurde meistens durch eine hochfrequente Kabelentladung vorionisiert.

Mit drei Plastiksintillationszählern (3,4 g p-Terphenyl in 1 l Polyvinyltoluol gelöst, Abmessung 7,5 cm $\varnothing$ x 7,5 cm, Photomultiplier FS 2020) wurde der zeitliche Verlauf von Intensität und Härte der Röntgenstrahlung gemessen. Dazu waren zwei Szintillationszähler an der Stirnseite mit Kupferabsorbern versehen, während alle drei seitlich mit einem 5 mm starken Bleizylinder abgeschirmt waren. Die drei Szintillationszähler befanden sich in 17 - 37 cm Abstand vom Spulenende in der in Abb. 7 skizzierten Stellung.

Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Zeitlicher Intensitätsverlauf der harten Röntgenstrahlung.

Die Versuche wurden in Wasserstoff oder Deuterium bei einem Druck zwischen 0,5 und $8 \cdot 10^{-2}$ Torr durchgeführt. Abb. 8 zeigt den zeitlichen Intensitätsverlauf der harten Röntgenstrahlung bei Drucken zwischen $1 \cdot 10^{-2}$ und $3 \cdot 10^{-2}$ Torr zusammen mit der Stromänderung dI/dt . Es treten zwei typische Formen von Röntgenimpulsen auf: Einmal sehr steil ansteigende, exponentiell abfallende, einige 10^{-7} sec dauernde Röntgenimpulse, die etwa zur Zeit des Nulldurchgangs des Spulenfeldes beginnen, zum anderen glockenförmige Impulse, die sich fast über die ganze Halbwelle, also über einige 10^{-6} sec, erstrecken und oft dem Spulenfeld proportional sind. In Halbwellen mit starker Röntgenemission geht der erste Impuls in den zweiten über.

Der steile Röntgenimpuls um den Nulldurchgang des Magnetfeldes hat - verglichen mit dem glockenförmigen Impuls - eine geringe Härte. Seine grosse Intensität rührt also daher, dass zu dieser Zeit sehr viele Elektronen auf das Entladungsgefäss auftreffen.

Die lang andauernden glockenförmigen Röntgenimpulse können nur bei verhältnismässig langen Spulen oder bei Spulen mit magnetischen Spiegeln beobachtet werden, wobei allerdings schon ein geometrisches Spiegelverhältnis von 1 : 1,1 genügen

kann. Abb. 9 zeigt, wie die glockenförmigen Impulse bei Verkürzung der Spule von 30 auf 20 und 10 cm verschwinden und nur noch die beim Nulldurchgang des Magnetfeldes steil ansteigenden, kürzeren Impulse übrigbleiben. Bei der 20 cm Spule werden bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-2}$ Torr keine glockenförmigen Impulse mehr beobachtet, während sie beim Druck von $1 \cdot 10^{-2}$ Torr, wo die Röntgenintensität im allgemeinen grösser ist, in der 3. und 4. Halbwelle noch ziemlich unverändert auftreten, in der intensitätsschwächeren 2. Halbwelle allerdings auch schon verschwunden sind. Bei der 10 cm Spule sind dann auch bei diesem Druck keine glockenförmigen Röntgenimpulse mehr zu sehen.

Wie Abb. 8 und 9 zeigen, treten die glockenförmigen Röntgenimpulse sowohl eine oder mehrere Halbwellen vor der Zündung des Gases als auch in der ersten Halbwelle nach der Zündung auf, wobei unter Zündung der Zeitpunkt verstanden werden soll, zu dem eine auf den dI/dt - bzw. U - Kurven deutlich als Schwingung sichtbare Kompression des Plasmas beginnt. Die Intensität dieser Impulse nimmt vor der Zündung stets von Halbwelle zu Halbwelle zu, was vermutlich auf die Vermehrung der Ladungsträger zurückzuführen ist, während sie in der Halbwelle nach der Zündung manchmal weiter ansteigt, manchmal aber auch kleiner wird oder überhaupt verschwindet. Die Röntgenstrahlungsintensität ist bei einem Druck von $1 - 2 \cdot 10^{-2}$ Torr am grössten und nimmt zu höheren Drucken hin stark ab.

Abb. 8 zeigt, wie sich der zeitliche Verlauf der Röntgenstrahlungsintensität mit steigendem Gasdruck (bei konstanter, schwacher HF-Vorionisierung) in charakteristischer Weise verändert. Aus den Schwingungen, die den entsprechenden dI/dt -Kurven überlagert sind, und durch Änderung der Plasmainduktivität hervorgerufen werden, kann man qualitativ den Ionisierungsgrad in den einzelnen Halbwellen, der ebenfalls vom Druck abhängt, ansehen.

In der Halbwelle vor der Zündung treten glockenförmige Röntgenimpulse auf, die sich über die ganze Halbwelle erstrecken und symmetrisch zum Magnetfeldmaximum liegen. Da sich die Zündung mit steigendem Fülldruck zu früheren Halbwellen verschiebt, verschiebt sich entsprechend auch dieser Impuls, der bei $1 \cdot 10^{-2}$ Torr in der dritten, bei $3 \cdot 10^{-2}$ in der zweiten Halbwelle liegt. Messungen der Härte dieser Röntgenstrahlung, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird, zeigen, dass ihr zeitlicher Verlauf etwa dem äusseren Magnetfeld proportional ist, wodurch der glockenförmige Intensitätsverlauf zustande kommt.

In der Halbwelle, die der eben beschriebenen vorausgeht, wird meistens ebenfalls harte Röntgenstrahlung beobachtet. Ihr zeitlicher Verlauf unterscheidet sich jedoch in charakteristischer Weise von dem beschriebenen Intensitätsverlauf: Er zeigt eine starke Asymmetrie bezüglich der ersten und zweiten Hälfte der Halbwelle (Abb. 8a und b). In der ersten Hälfte ist die Intensität sehr gering und zeitlich nahezu konstant, während sie in der zweiten Hälfte einen mehr oder weniger glockenförmigen Verlauf hat, dessen Maximum etwa den zehnfachen Wert der Intensität in der ersten Hälfte hat. Härtemessungen zeigen, dass dieser Intensitätsverlauf nur zum Teil durch eine entsprechende Asymmetrie im Härteverlauf bedingt ist. Er deutet darauf hin, dass nach dem Magnetfeldmaximum bedeutend mehr Elektronen auf die Gefässwand treffen und dort Röntgenstrahlung erzeugen als vorher.

Zur qualitativen Deutung dieser Intensitätsverläufe gehen wir von der im theoretischen Teil behandelten Tatsache aus, dass nur solche Elektronen hohe Energie gewinnen können, die etwa beim Nulldurchgang des Magnetfeldes vorhanden waren, während Elektronen, die nach einer Zeit $t > \omega_z^{-1/2}$ gebildet werden, nur noch geringfügig beschleunigt werden und für die beobachtete

Röntgenstrahlung nicht in Frage kommen. Beim Verlust der hochenergetischen Elektronen an die Gefässwand werden zwei Prozesse eine Rolle spielen. Die Elektronen bewegen sich teils entlang der Magnetfeldlinien und treffen ausserhalb der Spule auf die Gefässwand, teils können sie sich aufgrund ihrer Driftbewegung und infolge von Stössen auch senkrecht zum Magnetfeld bewegen und innerhalb der Spule auf die Wand treffen. Die sich über die ganze Halbwelle erstreckende Röntgenstrahlung kann nur entstehen, wenn innerhalb der Spule ein Gebiet existiert, in dem das Magnetfeld homogen ist oder zu den Spulenenden hin ansteigt, da sonst das begrenzte Reservoir an energiereichen Elektronen rasch durch axiale Verluste erschöpft wird. Dies erklärt, warum derartige Röntgenimpulse nur bei langen Spulen oder Spulen mit magnetischen Spiegeln beobachtet werden. Die kurzzeitigen Röntgenimpulse beim Nulldurchgang des Magnetfeldes dagegen werden vermutlich von Elektronen erzeugt, die aus den Spulenenden stammen, wo das Magnetfeld nach aussen abfällt.

Die vorher beschriebene Beobachtung des zum Magnetfeldmaximum asymmetrischen Röntgenimpulses deutet darauf hin, dass der Teilchenverlust in diesem Fall weniger entlang der Magnetfeldlinien erfolgt, sondern im wesentlichen durch die Drift der Teilchen bedingt ist. In den Halbwellen, in denen dieser Röntgenimpuls auftritt, ist die Ladungsträgerdichte wahrscheinlich so gering, dass etwa die in Abb. 1a dargestellte $\mathcal{E}$ -Feldverteilung vorliegt. Dann ist die Driftgeschwindigkeit in Wandnähe überall parallel zur Gefässwand ausser im Bereich der Spulenzuleitung (und dem der Spulenzuleitung gegenüberliegenden Punkt, wo sie jedoch nahezu verschwindet). Im Bereich der Spulenzuleitung ist sie senkrecht zur Gefässwand gerichtet. Da die Drift in der ersten Hälfte der Halbwelle von der Zuleitung weggerichtet ist, in der zweiten Hälfte zu ihr hin, können nur in der zweiten Hälfte Elektronen in grösserer Zahl aufgrund ihrer Drift auf die Wand treffen.

Die zum Magnetfeldmaximum symmetrischen Röntgenimpulse dagegen treten in der Halbwelle unmittelbar vor der Zündung auf, wo die Ladungsträgerdichte bereits verhältnismässig gross ist. Hier kann beim Nulldurchgang des Magnetfeldes durch elektrostatische Aufladung der Gefässwand ein elektrisches Feld nach Abb. 1b entstehen. Im weiteren Verlauf der Halbwelle wird die Aufladung der Gefässwand wahrscheinlich erhalten bleiben, während die induzierte elektrische Feldstärke abnimmt und nach dem Magnetfeldmaximum ihre Richtung umkehrt. Daraus werden ein elektrisches Feld und eine Teilchendrift resultieren, die ihre Richtung beim Magnetfeldmaximum nicht umkehren, so dass sich der Teilchenverlust während der Halbwelle weniger ändert als im vorher beschriebenen Fall. In beiden Fällen wird dem durch die Drift bedingten Teilchenverlust ein Verlust entlang den Magnetfeldlinien überlagert sein.

Zeitlicher Verlauf der Härte der Röntgenstrahlung

Um die theoretisch ermittelte Energieverteilung der Röntgenstrahlung und die der Berechnung zugrunde gelegten ξ -Feldverteilungen zu prüfen, wurden zeitlich aufgelöste Absorptionsmessungen durchgeführt. Mit zwei Szintillationszählern, von denen einer mit 1, 2, 4 oder 6 mm starken Kupferfolien abgeschirmt war, wurde der Intensitätsverlauf mit (X_μ) und ohne Absorber (X_0) gemessen und das Intensitätsverhältnis $A = X_\mu / X_0$ bestimmt.

Beim Vergleich dieser Messungen mit der Theorie wird zusätzlich zu den in der Theorie bereits enthaltenen vereinfachenden Annahmen (homogenes Magnetfeld in der Spule, vernachlässigbare Energieverluste durch Stösse, keine Sekundärelektronen aus der Wand) angenommen, dass die an der Gefässwand Röntgenstrahlen erzeugenden Elektronen dieselbe Energieverteilung haben, wie diejenigen im Inneren des Spulenvolumens, also eine Verteilung nach Gl. (26) bzw. (29). Diese Annahme ist erfüllt, wenn die Verlustrate der Elektronen an die Wand unabhängig von der Energie ist, die sie in der Ebene

senkrecht zum Magnetfeld gewinnen. Dies trifft sowohl auf die axiale Bewegung der Elektronen im homogenen Magnetfeld zu (der inhomogene Feldbereich wird so schnell durchlaufen, dass sein Einfluss für den Vergleich mit dem Experiment vernachlässigt werden kann) als auch auf die Driftbewegung senkrecht zum Magnetfeld. Die Annahme ist nicht mehr gerechtfertigt, sobald Stöße eine wesentliche Rolle beim Teilchenverlust spielen.

Für die Röntgenstrahlungsintensität im Energiebereich $w \dots w + dw$, welche durch Elektronen der Energie W erzeugt wird, nehmen wir die Verteilung ⁴⁾

$$g(w, W) dw = \begin{cases} C \cdot (W - w) & \text{für } w \leq W \\ 0 & \text{für } w > W \end{cases} \quad (34)$$

an, wobei C konstant ist.

Daraus kann man zusammen mit der Energie-Verteilungsfunktion der erzeugenden Elektronen $dN^* = F(W) dW^*$ die Energieverteilung $f(w) dw$ der resultierenden Röntgenstrahlung ermitteln

$$f(w) dw = dw \cdot \int_{w^*}^{\infty} g(w, W) F(W) dW^* \quad (35)$$

Abb. 10 zeigt für die gleichen Parameter wie in Abb. 6 den Verlauf von $f(w)$ für die beiden Elektronenenergieverteilungen nach Gl. (26) (gestrichelte Kurven) und Gl. (29) (ausgezogene Kurven), wobei im ersten Fall zur Erleichterung der Integration im hier interessierenden Energiebereich Gl. (22) durch $\frac{W}{m_0 c^2} = \sqrt{\frac{2\mu B}{m_0 c^2}}$ angenähert wurde.

Aus der Energieverteilungsfunktion der Röntgenstrahlung $f(w)$ erhält man mit der energieabhängigen Durchlässigkeit des Absorbers $\tau(w)$ und der Empfindlichkeit des Szintillationszählers $\alpha(w)$ für Röntgenstrahlung verschiedener Härte die relative Signalstärke *das Verhältnis, das vom Empfänger nachgewiesenen Röntgenstrahlen-Intensität*

$$A = \frac{\int_0^{\infty} f(w) \alpha(w) \tau(w) e^{-\mu d} dw}{\int_0^{\infty} f(w) \alpha(w) dw} \quad (36)$$

4) M.A. Blochin "Physik der Röntgenstrahlung" VEB Berlin S.76 (1957)

Ein ungefährender Wert von $\alpha(w)$ für die verwendeten Plastikszintillatoren wurde berechnet, indem aufgrund bekannter totaler Wirkungsquerschnitte σ von Polyvinyltoluol die Wahrscheinlichkeit für Stöße eines Röntgenquants der Energie w im Kristall mit der Linearabmessung L abgeschätzt und mit Hilfe der Energieabsorptionsquerschnitte σ_a , die dem Kristall im Laufe der möglichen Stöße insgesamt zugeführte Energie ermittelt wurde. Es wurde angenommen, dass die vom Photomultiplier registrierten Lichtimpulse der im Kristall absorbierten Energie proportional sind. Abb. 12 zeigt die so gewonnene Kurve für die Empfindlichkeit des Szintillationszählers $\alpha(w)$, zusammen mit der Wahrscheinlichkeit für einen Stoss $1 - e^{-\sigma L}$ des Quants der Energie w und der dabei im Mittel absorbierten Energie $\frac{\sigma_a}{\sigma}(1 - e^{-\sigma L})$.

Die Berechnung der Integrale in Gl. (36) ergibt einen theoretischen Wert des Intensitätsverhältnisses A , der für die beiden als Grenzfälle angenommenen Feldverteilungen nach Gl. (5) (gestrichelte Kurven) und Gl. (7) (ausgezogene Kurven) in Abb. 12 als Funktion von

$$W_0^* = \frac{e \sqrt{\omega_g} \cdot R^2 \cdot B}{m_0 c^2}$$

für den Parameter $\tau_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\omega_g} \cdot t_0$ dargestellt ist. Daraus erhält man durch Einsetzen der Daten des Entladungskreises ($R = 2,2$ cm, $B = B(t)$ und $\sqrt{\omega_g} = 0,998 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\tau_0 = 0$ für die 1. Halbwelle bzw. $\sqrt{\omega_g} = 0,915 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\tau_0 = -1$ für die 2. Halbwelle) den theoretischen zeitlichen Verlauf von A , der in Abb. 13 mit den experimentellen Werten $A = X_\mu / X_0$ verglichen wird. $B(t)$ ist in Abb. 13 miteingezeichnet. Die durch gleiche Zeichen markierten Messpunkte innerhalb einer Halbwelle stammen jeweils von einer Entladung. Die relativen Fehler dieser Messpunkte untereinander, die hauptsächlich durch die Ungenauigkeit der zeitlichen Zuordnung der Intensitätsverläufe X_μ und X_0 bedingt sind, sind in der Abbildung eingezeichnet. Dazu kommt noch ein hauptsächlich durch die Eichung

der Szintillationszähler bedingter absoluter Fehler von etwa 20 %. Die Messreihen der Abb. 13 stammen alle aus Halbwellen unmittelbar vor der Zündung. Deshalb gehören die Messreihen der 1. Halbwelle zu Entladungen bei höherem Druck (ca. $3.5 \cdot 10^{-2}$ Torr) als die der 2. Halbwelle ($2 - 3 \cdot 10^{-2}$ Torr).

*qualitative
Messwerte*

In ihrem zeitlichen Verlauf, dh. in ihrer Abhängigkeit vom zeitlich veränderlichen Magnetfeld, stimmen die Messwerte gut mit den berechneten Kurven überein. Die bessere Übereinstimmung der Absolutwerte mit den ausgezogenen Kurven deutet darauf hin, dass in der Halbwelle vor der Zündung - zumindest im Zeitbereich um den Nulldurchgang des Magnetfeldes, der die Energieverteilung der energiereichen Elektronen bestimmt - ein elektrisches Ringfeld nach Abb. 1b vorhanden ist. Eine Ausnahme davon macht die durch Kreuze (+ + +) gekennzeichnete Messreihe^{+) in der 2. Halbwelle, die zu einem zum Magnetfeldmaximum asymmetrischen Intensitätsverlauf der Röntgenstrahlung gehört, während alle übrigen Messreihen zu symmetrischen Intensitätsverläufen gehören. Die durch die Kreuze gekennzeichneten Messpunkte haben in der 2. Hälfte der Halbwelle Werte, die weit über denen der übrigen Messreihen liegen und die gestrichelte Kurve erreichen. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Fall eine $\mathcal{C}$ -Feldverteilung nach Abb. 1a vorlag; was schon bei der Deutung des asymmetrischen Intensitätsverlaufs vermutet wurde.}

Abhängigkeit der Härte von den Anfangsbedingungen, die durch Überlagerung eines stationären Magnetfeldes geändert werden.

Die Energie der Elektronen, die für die Härte der beobachteten Röntgenstrahlung ausschlaggebend ist, hängt nach Gl. (21) bzw. (22) nicht nur vom zeitlich veränderlichen Magnetfeld B ab - diese Zeitabhängigkeit der Härte wurde im letzten Abschnitt untersucht - sondern auch vom Magnetfeld B_0 , das

^{+) Die Messwerte wurden uns freundlicherweise von E. Barbian aus der in 3) zitierten Arbeit mitgeteilt.}

zur Zeit t_0 , zu der ein Elektron im ansteigenden Magnetfeld losläuft, vorhanden ist. Ist B_0 negativ, so nimmt das Magnetfeld zunächst ab (Abb. 5a), die Zeit $t_1 - t_0$ in der das Elektron im wesentlichen dem elektrischen Feld folgt und nicht-adiabatisch Energie gewinnt ist relativ lang und das Elektron kommt auf hohe Energien. Bei positivem B_0 (Abb. 5c) ist es umgekehrt. In Abb. 4 ist die Abhängigkeit der adiabatischen Invarianten μ und damit der Elektronenenergie von t_0 dargestellt. Wegen dieser Abhängigkeit der Elektronenenergie von den Anfangsbedingungen ist zu erwarten, dass die Röntgenstrahlung in der 2. Halbwelle der Hauptentladung, wo das Magnetfeld von negativen Werten kommend durch Null geht, härter ist als in der 1. Halbwelle, wo es von Null ansteigt. Wie Abb. 13 zeigt, sind zum Beispiel bei 1 mm Kupfer die theoretischen Werte für A (ausgezogene Kurven) in der 2. Halbwelle etwa um einen Faktor 1.5 höher als in der 1. Halbwelle. Das experimentelle Ergebnis stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dieser erwarteten Zunahme der Härte überein.

Um die Abhängigkeit der Elektronenenergie von den Anfangsbedingungen genauer zu prüfen, wurde eine Zusatzbatterie mit einer Periode von 650 μ s über die Spule entladen und damit ein quasistationäres Magnetfeld von $-200 \leq B_0 \leq 200$ Gauss erzeugt. Diese relativ kleinen B_0 -Felder genügen, um in der ersten Halbwelle der Hauptentladung

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\omega_g^{-1}} \cdot t_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\omega_g^{-1}} \cdot \frac{B_0}{B}$$

zwischen $\tau_0 = -1.8$ und $\tau_0 = 1.8$ zu variieren. Um schon in der ersten Halbwelle glockenförmige, zum Magnetfeldmaximum ^{symmetrische} Röntgenimpulse zu erhalten, wurden die Entladungen bei einem Druck von etwa $3.5 \cdot 10^{-2}$ Torr und mit HF-Vorionisierung ausgeführt. Die Zündung des Gases erfolgte dann zu Beginn der zweiten Halbwelle. Abb. 14 zeigt das zum Zeitpunkt des Mag-

netfeldmaximums gemessene Verhältnis $A = X_2 / X_0$ der Röntgenstrahlungsintensitäten mit einem 2 mm starken Kupferabsorber X_2 und ohne Absorber X_0 in Abhängigkeit vom überlagerten Magnetfeld B_0 bzw. der Anfangszeit τ_0 . Die ausgezogene Kurve stellt die für das elektrische Ringfeld nach Abb. 1b berechnete Abhängigkeit dar, die sich durch Umrechnung von μ auf A aus dem in Abb. 4 dargestellten Verlauf ergibt. Unter der Annahme eines elektrischen Feldes nach Abb. 1a erhält man für $\tau_0 = 0$ ein theoretisches A von 0.51 und für $\tau_0 = -1.0$ ein A von 0.57. Die gemessenen Werte liegen weit unter diesen Werten, stimmen dagegen qualitativ gut mit der unter der Annahme eines elektrischen Ringfeldes berechneten Kurve überein. Diese Annahme erscheint auch wegen der Vorionisierung und der erwähnten starken Zündung zu Beginn der zweiten Halbwelle gerechtfertigt. Die Messwerte zeigen deutlich, dass die Röntgenstrahlung bei Überlagerung von $-B_0$ härter wird. Bei Überlagerung von $+B_0$ ging die Intensität der Röntgenstrahlung so stark zurück, dass für $B_0 > 30 \text{ } \mu\text{T}$ keine Absorptionsmessungen mehr gemacht werden konnten. Die Messpunkte bei $+30 \text{ } \mu\text{T}$ zeigen die erwartete Abnahme der Härte. Als Ergänzung dieser Messungen sei darauf hingewiesen, dass Little u.a.⁵⁾ bei Überlagerung von $-B_0$ eine Zunahme der Röntgenstrahlungsintensität, bei $+B_0$ eine Abnahme beobachteten, die ebenfalls etwa dem überlagerten Magnetfeld proportional war. Messungen der Härte wurden in dieser Arbeit nicht mitgeteilt.

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer und Herrn Prof. Dr. A. Schlüter danken wir für ihre Hilfe bei der Diskussion der Arbeit.

5) E.M. Little, W.E. Quinn, and F.L. Ribe, Physics of Fluids 4, 711 (1961)

Abb. 1
Verlauf des elektrischen Feldes $\mathcal{E}$ in einer Thetapinch-Spule für $B > 0$
a.) Feldverteilung ohne Ladungsträger im Spuleninnenraum
b.) Feldverteilung im Inneren des Glasgefäßes bei Abschirmung der Normalkomponente des Feldes durch Ladungsträger an der Glasoberfläche.

Abb. 2
Dauer der Beschleunigungsphase $t_1 - t_0$ der Ladungsträger in Abhängigkeit von der Zeit t_0 zwischen Bewegungsbeginn und Nulldurchgang des Magnetfeldes.

Abb. 3 Energiezunahme eines Ladungsträgers in einem linear mit der Zeit ansteigenden homogenen Magnetfeld im Bereich nichtrelativistischer Energie für ein elektrisches Feld nach Abb. 1b und $\tau_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\dot{\omega}_g} t_0$. $t_0 = 0$ bzw. $\tau_0 = -1$. Die eingezeichneten Geraden zeigen die Näherung $\mu = \text{const.}$

Abb. 4 Adiabatische Invariante μ eines Teilchens, das zum Zeitpunkt t_0 am Ort r_0 losläuft. $\mu_{\max}$ ist der grösste Wert von μ , den Teilchen gewinnen können, ohne die Gefässwand ($r = R$) zu treffen.

Abb. 5 Änderung der Anfangsbedingung t_0 der Ladungsträger bei Überlagerung eines konstanten Magnetfeldes B_0 .
a.) $B_0, t_0 < 0$ b.) $B_0, t_0 = 0$ c.) $B_0, t_0 > 0$.

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dW^*}$$

6

5

4

3

2

1

0

1

2

3

$W^* \frac{W}{m_0 c^2}$

Abb. 6

Energieverteilung der Ladungsträger $dN^* = F(W^*) dW^*$ für ein elektrisches Feld nach Abb. 1a (gestrichelte Kurven) bzw. Abb. 1b (ausgezogene Kurven) und $\tau_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\omega_0} t_0 = 0$ bzw. -1 sowie $W_0^* = \frac{e \sqrt{a_0} R^2 B}{m_0 c^2} = 1$ bzw. 4 .

$\tau_0 = 0, W_0^* = 1$

$\tau_0 = 0, W_0^* = 1$

$\tau_0 = 0, W_0^* = 4$

$\tau_0 = -1, W_0^* = 1$

$\tau_0 = 0, W_0^* = 4$

$\tau_0 = -1, W_0^* = 1$

Abb. 7 Schaltskizze der Thetaplinch - Entladung und Anordnung der Szintillationszähler.

Abb. 3 Zeitlicher Verlauf der Stromänderung dI/dt und der Intensität der harten Röntgenstrahlung ohne (X_0) und mit Kupferabsorber (X_2 bzw. X_4) in Abhängigkeit vom Druck:
a.) $1 \cdot 10^{-2}$ Torr b.) $2.5 \cdot 10^{-2}$ Torr c.) $3 \cdot 10^{-2}$ Torr.

Abb. 9 Zeitlicher Verlauf der Spannung an der Spule U und der Intensität der harten Röntgenstrahlung X in Abhängigkeit von der Spulenlänge l bei verschiedenen Drucken: a.) $1 \cdot 10^{-2}$ Torr b.) $3 \cdot 10^{-2}$ Torr.

Abb. 10 Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlung $f(w^*) dw^*$ für ein elektrisches Feld nach Abb. 1a (gestrichelte Kurven) bzw. Abb. 1b (ausgezogene Kurven) und die gleichen Werte der Parameter τ_0 und W_0^* wie in Abb. 6.

Abb. 11
Durchlässigkeit τ einer Kupferfolie von 1,2 bzw. 4 mm Dicke und abgeschätzte Empfindlichkeit α der verwendeten Plastiksintillatoren in Abhängigkeit von der Härte der Röntgenstrahlung w .

Abb. 12
Berechnete relative Signalstärke $A = \frac{\int_0^\infty f \cdot \alpha \cdot \tau \cdot dw}{\int_0^\infty f \cdot \alpha \cdot dw}$ eines Szintillationszählers der Nachweisempfindlichkeit α beim Nachweis von Röntgenstrahlung, die eine Intensitätsverteilung $f(w)$ nach Abb. 10 besitzt und durch eine 1,2 oder 4 mm starke Kupferfolie mit der Durchlässigkeit τ hindurchgegangen ist, in Abhängigkeit von W_0^* und τ_0 . Gestrichelte Kurven für elektrisches Feld nach Abb. 1a, ausgezogene für ein solches nach Abb. 1b.

Abb. 13a Vergleich des theoretischen zeitlichen Verlaufs von A , der aus Abb. 12 berechnet wurde (gestrichelte Kurven) wieder für elektrisches Feld nach Abb. 1a, ausgezogene für ein solches nach Abb. 1b) mit experimentellen Werten, $A = X_u/X_0$, die aus der Messung des zeitlichen Verlaufs der Röntgenstrahlungsintensitäten mit (X_u) und ohne Absorber (X_0) gewonnen wurden.

Abb. 13b Vergleich des theoretischen zeitlichen Verlaufs von A , der aus Abb. 12 berechnet wurde (gestrichelte Kurven wieder für elektrisches Feld nach Abb. 1a, ausgezogene für ein solches nach Abb. 1b) mit experimentellen Werten $A = X_A / X_0$, die aus der Messung des zeitlichen Verlaufs der Röntgenstrahlungseintensitäten mit (X_A) und ohne Absorber (X_0) gewonnen wurden.

Abb. 14 Gemessene Abhängigkeit der Grösse A von einem stationären überlagerten Magnetfeld B_0 und Vergleich mit der theoretisch für ein elektrisches Feld nach Abb. 1b zu erwartenden Abhängigkeit.