

Mehrstufige Beschleunigung und Aufheizung von Plasma

HEINRICH SCHINDLER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforschg. 21 a, 351—358 [1966] ; eingegangen am 19. Oktober 1965)

In früheren Arbeiten konnte gezeigt werden, daß mit Hilfe eines Θ -Pinches in der Symmetrieebene eines Cusp-Feldes eine Plasmabeschleunigung und bei Hintereinanderschaltung zweier gleichartiger Stufen eine Nachbeschleunigung möglich ist. An einer dreistufigen Anlage, welche sich sowohl zur stufenweisen Beschleunigung als auch Aufheizung von Plasma eignet, wurde die Entladung eingehender untersucht. Es zeigte sich, daß die Plasmaeigenschaften in einem weiten Bereich variiert werden können. Die Ausstoßgeschwindigkeiten hinter den einzelnen Stufen betragen je nach Wahl der Verzögerungszeiten $0,5-1 \cdot 10^7$ cm/s, $1,5-6 \cdot 10^7$ cm/s, $2 \cdot 10^7-2 \cdot 10^8$ cm/s. Pro Entladung werden $10^{17}-10^{18}$ Teilchen beschleunigt. Ihre Dichte im Führungsfeld liegt zwischen 10^{13} cm $^{-3}$ und $3 \cdot 10^{15}$ cm $^{-3}$. Sondenmessungen in der Umgebung der Cusp-Symmetrieebene geben Aufschluß über Einzelheiten des Beschleunigungsprozesses.

Die Beschleunigung von Plasma in elektromagnetischen Anordnungen erfolgt im wesentlichen durch die LORENTZ-Kraft. Diese wird bei den elektrodenlosen Beschleunigern durch die Wechselwirkung eines im Plasma induzierten Stromes mit einem geeigneten Magnetfeld hervorgerufen. Der induzierte Strom, die LORENTZ-Kraft und damit die Ausstoßgeschwindigkeit des Plasmas steigen bei gegebenen Daten des äußeren Kreises mit der Plasmaleitfähigkeit. Ordnet man also mehrere Beschleunigungsstufen hintereinander an und sorgt dafür, daß die in der vorhergehenden Stufe dem Plasma zugeführte kinetische Energie in der darauffolgenden wenigstens teilweise thermalisiert wird, so resultiert daraus eine stufenweise Erhöhung der Leitfähigkeit und damit der Plasmageschwindigkeit. Ein Beschleuniger, der nach diesem Prinzip arbeitet, muß zwei Bedingungen erfüllen: Das Beschleunigungszentrum, das ist der Bereich um die Cusp-Mittelebene, in dem die LORENTZ-Kraft im wesentlichen wirksam ist, muß nach beiden Seiten für ein- und austretendes Plasma geöffnet sein und das für die Beschleunigung nötige Magnetfeld muß ankommendes Plasma abbremesen und einige Zeit speichern können. In einer früheren Arbeit¹ wurde ein Beschleuniger, der beide Forderungen erfüllt, beschrieben. Außerdem konnte gezeigt werden, daß eine Mehrfachbeschleunigung nach dem angegebenen Prinzip möglich ist². Im folgenden soll über Untersuchungen an einer dreistufigen Anlage berichtet werden, welche geeignet ist, Plasma entweder auf hohe Geschwindigkeit zu beschleunigen, oder bei anderer Zielsetzung der Arbeit, stufenweise aufzuheizen.

Aufbau des dreistufigen Beschleunigers

Um ein Beschleunigungsrohr sind die Spulen 1, 3, 5 und 7 (Abb. 1) jeweils gegensinnig gewickelt. Sie erzeugen ein quasistationäres Magnetfeld, welches im Inneren der Spulen axial gerichtet ist und zwischen ihnen je eine „Cusp“-Konfiguration aufweist. Dort befinden sich die „ Θ -Spulen“ 2, 4 und 6, die zur Erzielung niedriger Selbstinduktion, also hoher Stromanstiegsgeschwindigkeit, jeweils nur aus

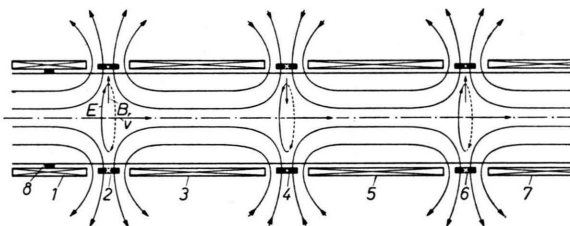


Abb. 1. Prinzip des dreistufigen Beschleunigers.

einer einzigen Windung bestehen. Das Beschleunigungsrohr wird auf etwa 10^{-6} Torr ausgepumpt, um die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Restgas klein zu halten. Der Beschleunigungsvorgang läuft folgendermaßen ab: Zuerst wird durch ein schnellöffnendes Ventil an der Stirnseite des Beschleunigers eine genau dosierte Gasmenge eingelassen, die sich längs des Rohres ausbreitet. Hat die Gasfront die Ebene der Spule 8 erreicht, wird durch diese ein Kondensator entladen, wobei die induzierte elektrische Feldstärke zu einer Vorionisation des Gases führt. Nach Erreichen der ersten Cusp erfolgt eine Kondensatorentladung durch die Spule 2. Die dabei

¹ W. HERTZ, A. KOLLER, A. MICHEL u. H. SCHINDLER, Z. Naturforschg. 18 a, 1237 [1963].

² H. SCHINDLER, Z. Naturforschg. 20 a, 973 [1965].



induzierte elektrische Feldstärke E hat einen azimuthal gerichteten Ringstrom zur Folge. Dieser tritt mit dem Magnetfeld in Wechselwirkung, und zwar in der Weise, daß er zusammen mit der radialen Feldkomponente eine Kraft in Achsenrichtung und mit der axialen Feldkomponente eine Kraft in radialer Richtung erzeugt. Dies führt zu einer Beschleunigung und Kompression des Plasmas. Es bewegt sich schließlich im Feld der Spule 3, welches nun als Führungsfeld wirkt und die Diffusion zur Wand hemmt. Im Cusp-Feld, zwischen Spule 3 und 5 wird es wieder abgebremst und einige Mikrosekunden gespeichert. Dabei erfolgt eine teilweise Thermalisierung der kinetischen Energie, was höhere Temperatur und somit auch höhere elektrische Leitfähigkeit zur Folge hat. Entlädt man nun durch Spule 4 einen Kondensator gleicher Ladespannung und Kapazität wie durch Spule 2, so ist wegen des höheren Stromes und der damit verbundenen stärkeren LORENTZ-Kraft eine höhere Ausstoßgeschwindigkeit als in der ersten Stufe zu erwarten. In der dritten Stufe wiederholt sich der Vorgang analog.

Ist das Ziel des Experimentes nicht auf hohe Plasmageschwindigkeiten, sondern auf hohe Plasmatemperaturen gerichtet, kann es zweckmäßig sein, das Plasma von der dritten Stufe zur weiteren Aufheizung in die zweite Stufe zurückzuschießen. Dies ist durch Umkehren der Stromrichtung in Spule 6 möglich². Bei diesen Experimenten erweist es sich als Vorteil, daß das Cusp- und das Führungsfeld direkt ineinander übergehen. Das Plasma befindet sich nach seiner Beschleunigung automatisch im Führungsfeld und kann von da aus in verschiedene Magnetfeldkonfigurationen eingeschossen werden.

Daten der Anlage

Das Beschleunigungsrohr aus Duranglas hat eine Länge von 2500 mm und einen inneren Durchmesser von 105 mm. Die Entfernungen der Beschleunigungsstufen voneinander betragen je 300 mm. Sie sind im ersten Drittel des Rohres angeordnet, so daß eine große Strecke für den Flug des Plasmas im Führungsfeld, welches bis zum Ende des Rohres reicht, übrigbleibt. Die Kondensatoren können mittels Niederdruckfunkenstrecken auf die einzelnen Spulen geschaltet werden. Für die Θ -Spulen 2, 4, 6 wurden anfänglich 15 kV, 15 μ F Kondensatorbatterien, später 20 kV, 1 μ F Kondensatoren mit besonders niedriger Selbstinduktion verwendet. (Frequenzen des Kreises 68 kHz bzw. 310 kHz.) Die Vorionisationsspule 8 wird von einem 20 kV, 0,3 μ F Kondensator gespeist. Zur Erzeugung des Cusp- und Führungsfeldes (Spulen 1, 3, 5, 7) dient eine lang-

same 15 kV, 200 μ F Kondensatorbatterie. Damit wurden für das Führungsfeld 3000 Gauß und für die Radialkomponente des Cusp-Feldes 1200 Gauß über eine Zeit von etwa 1 ms erreicht.

Meßmethoden

a) Trommelkameraaufnahmen

Zur Untersuchung des ausgestoßenen Plasmas wurden optische und elektrische Meßmethoden angewandt. Einen ersten Überblick über die Plasmabewegung geben Trommelkameraaufnahmen. Bei den „Side-on-Aufnahmen“ werden entlang der Beschleunigerachse angebrachte Beobachtungsschlitze auf einen Film abgebildet, der sich senkrecht zu dieser Achse bewegt. Diese Bilder sind Orts-Zeit-Diagramme, aus welchen sich die Geschwindigkeit des Plasmas in der Nähe des Beschleunigungszentrums errechnen läßt.

b) Induktionsspulensonden

Um den Beschleunigungsvorgang im Detail kennenzulernen, wurden Messungen der räumlich-zeitlichen Verteilung des Magnetfeldes mit Hilfe von Sondenspulen durchgeführt. Dabei wurden 5 an einer Stange befestigte Spulensonden an verschiedenen Radien zugleich eingesetzt. Diese Sondenstange konnte längs der Achse verschoben werden, so daß das Ergebnis schließlich in Abhängigkeit von r , z und t vorlag. Voraussetzung für die Auswertung ist die Reproduzierbarkeit und die Rotationssymmetrie der Entladung. Beides wurde geprüft. Aus dem Magnetfeld der Ringströme kann man folgendermaßen die Verteilung der Ringstromdichte ermitteln: Von der 1. MAXWELLSchen Gleichung $\text{rot } H = j$ bleibt in Zylinderkoordinaten wegen der Rotationssymmetrie und des Fehlens eines azimuthalen Magnetfeldes nur die Komponente

$$j_{\theta}(r, z, t) = \frac{\partial H_r(r, z, t)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(r, z, t)}{\partial r}$$

übrig.

Mit Kenntnis der azimuthalen Stromdichteverteilung und des Gesamtmagnetfeldes ist es möglich, die beiden auf das Plasma wirkenden Komponenten der LORENTZ-Kraft ebenfalls als Funktion des Radius, der Entfernung vom Beschleunigungszentrum und der Zeit zu berechnen.

$$k_r(r, z, t) = j_{\theta}(r, z, t) \cdot B_z(r, z, t) \quad (\text{Kompression}),$$

$$k_z(r, z, t) = j_{\theta}(r, z, t) \cdot B_r(r, z, t) \quad (\text{Axialbeschleunigung}).$$

Damit kann man sich ein Bild von den Einzelheiten des Beschleunigungsvorganges machen. Die Sondenmessungen geben auch Auskunft über Größe und Richtung der vom Plasma eingefangenen und mitgeschleppten Magnetfelder.

c) Elektrische Doppelsonde

Zur Messung der Frontgeschwindigkeit des Plasmas wurde eine elektrische Doppelsonde eingesetzt. Sie besteht aus mehreren koaxial angeordneten Messinghohlzylindern geringer Wandstärke, die zu einem Mehrfachzylinderkondensator gleicher Luftspaltdicke untereinander und mit einer Gleichspannungsquelle verbunden sind.

Der äußere Durchmesser der Sonde ist gleich dem inneren Durchmesser des Beschleunigungsrohres. Sie wird koaxial in dieses Rohr eingeführt und ist darin in axialer Richtung verschiebbar. Die Ladungsträger des ankommenden Plasmas geben unter der Einwirkung der Saugspannung ihre Ladung an Messinghohlzylinder ab, wobei der Stromkreis geschlossen wird. Den Zeitpunkt der Ankunft des Plasmas an der Sonde kann man nun entweder aus dem Beginn des Stromflusses oder aus dem Moment des Spannungsabfalls an der Sonde, hervorgerufen durch die Leitungsinduktivität auf dem Wege zur Spannungsquelle, bestimmen. Aus den Flugzeiten des Plasmas bei verschiedener Entfernung der Sonde vom Beschleunigungszentrum läßt sich die Axialgeschwindigkeit der Plasmoiden als Funktion dieses Abstandes ermitteln.

d) Piezoelektrische Drucksonde

Zur Messung des Druckes, den das Plasma auf eine Fläche senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung ausübt, wurde in Anlehnung an die von TURETSCHKE³ angegebene Anordnung eine piezoelektrische Drucksonde entwickelt. Als Druckaufnehmer diente eine kreisförmige Bariumtitanatscheibe von 2,5 mm Radius und 0,2 mm Dicke. Sie ist zwischen akustisch angepaßte Druckleiter geklebt und mit einem Kupferrohr gegen elektrische Störspannung abgeschirmt. Die Eichung erfolgte in einem Membranstoßwellenrohr. Die Sonde wird parallel zur Achse in das Entladungsgefäß eingeführt, so daß die druckaufnehmende Fläche senkrecht zur Bewegungsrichtung des Plasmas steht; sie kann in radialer und axialer

Richtung verschoben werden. Damit ist es möglich, den Druck als Funktion des Abstandes vom Beschleunigungszentrum, des Radius und der Zeit zu messen. Da, wie eine Abschätzung zeigt, bei allen angeführten Experimenten der gaskinetische Druck klein gegen den hydrodynamischen Staudruck ist, wird im wesentlichen nur dieser gemessen. Ein Fehler kann durch die teilweise Reflexion von Plasma an der Sonde auftreten. Im Extremfall bei vollständiger Reflexion würde der Druck um den Faktor zwei zu hoch gemessen werden. Die im Abschnitt „Ergebnisse“ aus den Drucksondenmessungen abgeleiteten Resultate entstammen den von der Sonde angezeigten, unkorrigierten Werten. Die Kenntnis des Druckes gestattet nach Integration über die Fläche senkrecht zur Bewegungsrichtung des Plasmas die Kraft und bei weiterer Integration über die Zeit den Impuls des Plasmoids zu berechnen. Bei bekannter Geschwindigkeit kann daraus die Masse des bewegten Plasmas bzw. die Teilchenzahl bestimmt werden. Ferner ist es möglich, bei bekanntem Volumen des Plasmoids dessen mittlere Teilchendichte zu ermitteln.

Ergebnisse

a) Makroskopisches Verhalten der Entladung

Einen Überblick über die Bewegung des Plasmas in axialer Richtung geben side-on-Trommelkameraaufnahmen (vgl. Abb. 2 und 3). Nach der Vorionisation erfolgt die Zündung der ersten Beschleunigerstufe zur Zeit $t=0$ (Abb. 2). Da durch die Vorionisation nur ein kleiner Bruchteil des Gases ionisiert wird, reicht dessen elektrische Leitfähigkeit nicht aus, um während der ersten Halbwelle der Schwingung in dem aus Θ -Spule und Kondensator bestehenden Kreis eine sichtbare Plasmaemission hervorzurufen. Die in das Plasma gesteckte Energie wird zum großen Teil zu dessen Aufheizung verwendet. In der dritten und mehr noch in der fünften Halbwelle erfolgt der Ausstoß des Plasmas, das dann mit einer Geschwindigkeit von $8 \cdot 10^6$ cm/s zur zweiten Stufe fliegt. Bei den Geschwindigkeitsangaben, die aus Trommelkameraaufnahmen ermittelt wurden, handelt es sich jeweils um die Frontgeschwindigkeit der Plasmoiden. Im Cusp-Feld der zweiten Stufe wird das Plasma dann eingefangen und bis $t = 20 \mu\text{s}$ gespeichert. Anschließend erfolgt die zweite Beschleunigung, wodurch die Geschwindigkeit auf $2,3 \cdot 10^7$ cm/s erhöht wird. Dies

³ G. TURETSCHKE, Schriften der deutschen Akademie für Luftfahrtforschung, Berlin 1941.

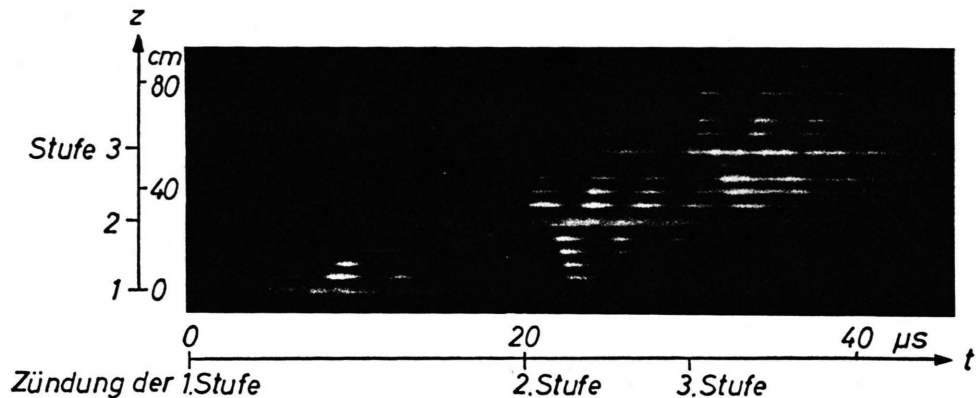


Abb. 2. Trommelkameraaufnahme side-on. Verzögerungszeit zwischen der 2. und 3. Stufe 10 μ s.

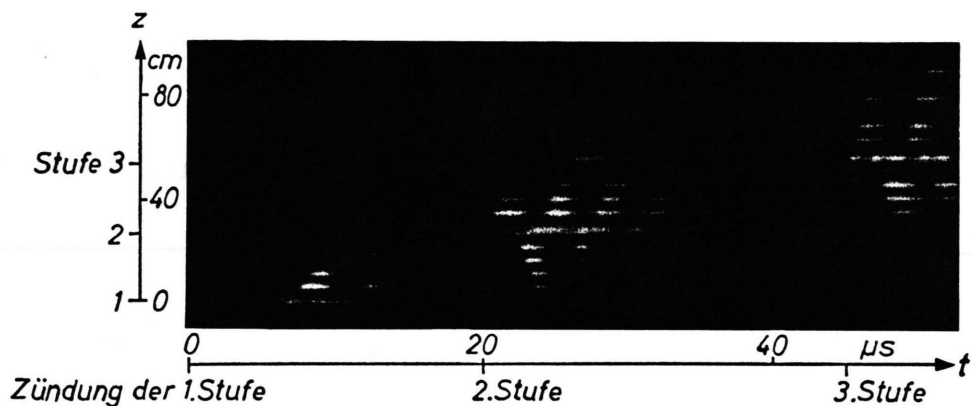


Abb. 3. Trommelkameraaufnahme side-on. Verzögerungszeit zwischen der 2. und 3. Stufe 25 μ s.

erkennt man deutlich an dem kleineren Winkel, den die Verbindungslinie der Einsatzpunkte des Leuchtens mit der Ortsachse hinter der zweiten Stufe bildet. 1,5 μ s später erfolgt eine Plasmaemission in entgegengesetzter Richtung, weil die Axialkomponente der LORENTZ-Kraft wegen der Richtungsumkehr des Spulenstromes in der zweiten Halbwelle bei unverändertem Cusp-Feld ebenfalls ihre Richtung umdreht. Die dritte Halbwelle gleicht der ersten bis auf die kleinere Plasmaausstoßgeschwindigkeit als Folge der Kreisdämpfung. Bei der ersten Stufe sind die von der 2., 4. usw. Halbwelle emittierten Plasmoide wegen des Fehlens der Beobachtungsschlitze nicht zu sehen.

Das aus der ersten, dritten und fünften Halbwelle der zweiten Stufe stammende Plasma wird nach seiner Abbremsung und Speicherung im Cusp-Feld der dritten Stufe von dort schließlich wieder ausgestoßen. Die Geschwindigkeit des während der ersten Halbwelle emittierten Plasmoide ist wegen der ge-

ringen Lichtstärke aus Trommelkameraaufnahmen nicht genau zu ermitteln. Die untere Grenze liegt bei ca. 10^8 cm/s. Das Plasma aus der dritten Halbwelle bewegt sich mit $3,5 \cdot 10^7$ cm/s längs des Führungsfeldes.

Abb. 3 zeigt eine Aufnahme der Entladung bei anderer Wahl der Verzögerungszeit zwischen der zweiten und dritten Stufe. Sie beträgt 25 μ s gegenüber 10 μ s bei Abb. 2. Die erreichbare Endgeschwindigkeit beträgt nur noch $2,3 \cdot 10^7$ cm/s. Die zusätzlichen 15 μ s Einschließung haben also zu einer merklichen Abkühlung des Plasmas geführt. Bei Verzögerungszeiten unter 10 μ s steigt die Ausstoßgeschwindigkeit weiter an, wie auch Geschwindigkeitsmessungen zeigen, die mit der Doppelsonde und der piezoelektrischen Drucksonde durchgeführt wurden. Zur Temperatur- und damit Leitfähigkeitssenkung im Cusp-Feld der dritten Stufe trägt während der ersten 10 μ s nach dem Zünden der zweiten Stufe neben Abstrahlung, Ladungsaustausch usw. noch fol-

gender Prozeß bei: Dem ersten, relativ schnell fliegenden Plasmoid folgt ein langsamerer, welches beim Abbremsen keine so hohe Temperatur wie das erste erzeugen kann. Es wird sich also eine Temperatur einstellen, die unter derjenigen liegt, welche durch das erste Plasmoid allein bei seiner Abbremsung erzielt worden wäre. Ganz analog senkt das nächste, noch langsamere die Temperatur weiter. 10 μs nach Zünden der 2. Stufe ist, wie aus Abb. 2 und 3 hervorgeht, praktisch das ganze in Richtung auf die 3. Stufe emittierte Plasma in der 3. Cusp eingetroffen und der zusätzliche Abkühlungseffekt zum Stillstand gekommen. Es ist jedoch prinzipiell möglich, durch eine geeignete Schaltung zu jedem beliebigen Zeitpunkt eine weitere Emission von Plasma zu verhindern, wenn die damit verbundene Temperatursenkung in der folgenden Stufe vermieden werden soll. Die Ausstoßgeschwindigkeit des Plasmas aus den verschiedenen Stufen läßt sich durch die Variation der Verzögerungszeiten zwischen deren Zündung und zwischen Gaseinlaß und Vorionisation in weiten Grenzen beeinflussen, wie eine große Anzahl weiterer Aufnahmen gezeigt hat.

b) Einzelheiten des Beschleunigungsprozesses

Im Gegensatz zu den Trommelkameraaufnahmen, welche makroskopische Bilder der Entladung liefern, lassen die aus Spulensondenmessungen ermittelten Magnetfeld-, Stromdichte- und LORENTZ-Kraft-Verteilungen Einzelheiten des Beschleunigungsvorganges erkennen. Abb. 4 zeigt den Verlauf des Magnetfeldes in der Umgebung der zweiten Beschleunigungsstufe. Bild a stellt dabei den Verlauf des quasistationären Cusp- und Führungsfeldes dar, Bild b den Magnetfeldverlauf, der bei Überlagerung dieses Feldes mit dem der Θ -Spule 0,5 μs nach Beginn der Schwingung entsteht und Bild c zeigt das Gesamtmagnetfeld zu derselben Zeit bei Anwesenheit von Plasma. Diese Experimente wurden mit der 15 μF 15 kV Kondensatorbatterie durchgeführt. Die Dauer einer Halbwelle betrug 6,5 μs . Man erkennt, daß bei Bild a die Mitte des Cusp-Feldes etwa in der Ebene der Θ -Spule liegt. Bei Stromfluß durch die Θ -Spule (Bild b) kommt es zu einer Verschiebung der Cusp. Sie oszilliert im Takt der Schwingung um die Ruhelage. Die Beschleunigung von Plasma läßt sich in diesem Bild folgendermaßen beschreiben: Bei einer beschleunigten Bewegung der Cusp nach rechts kann man die linke Hälfte des Feldes als Stempel auffassen, welcher so beschaffen ist, daß er das Plasma

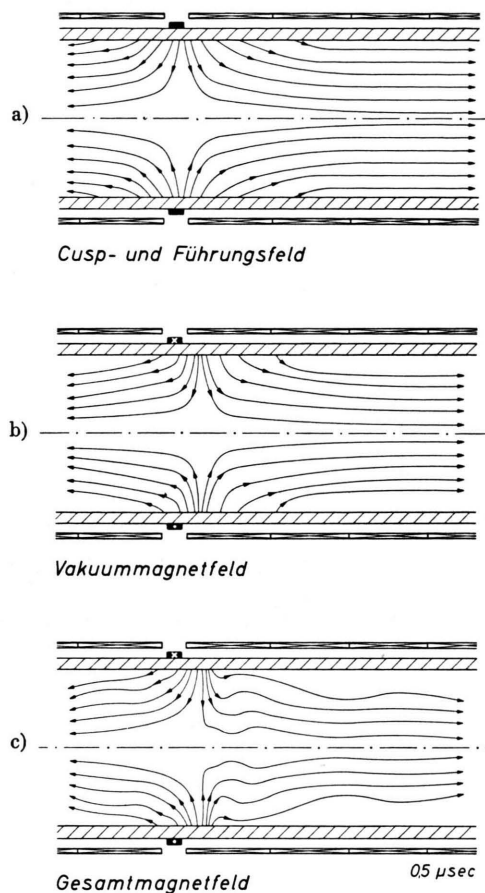
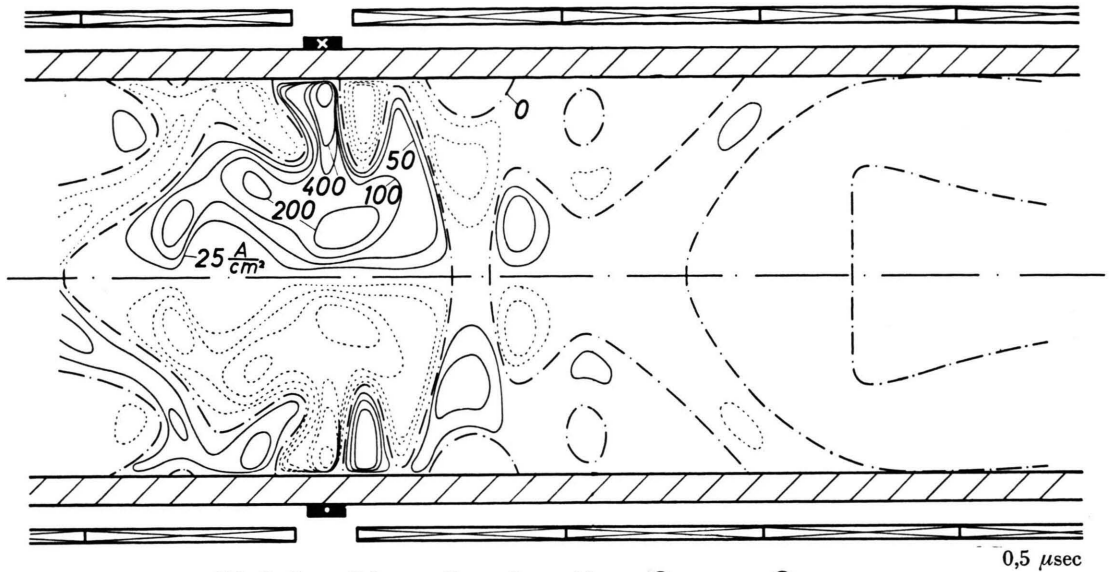


Abb. 4. Verlauf des Magnetfeldes in der Umgebung der 2. Beschleunigungsstufe.

in axialer Richtung vor sich herschiebt und zugleich in radialer Richtung komprimiert. Beim Abbremsen der Cusp wird das Plasma infolge seiner Trägheit in die rechte Hälfte gedrückt, wobei die Radialkomponente des Feldes zu einer Abbremsung des Plasmas führt. Diese ist aber klein gegen die vorher erfolgte Beschleunigung, weil sie wegen der Kompression in Achsennähe, also bei schwächerem Radialfeld erfolgt. Bild c läßt den Einfluß der im Plasma induzierten Ströme auf die Magnetfeldverteilung erkennen. Da es den Zustand bei Beginn des Beschleunigungsprozesses darstellt, das Plasma also vom Stempel nach rechts und zur Achse gedrückt wird, müssen dem obigen Modell nach die Feldlinien im linken Teil der Cusp nach links und zur Rohrwand „gebogen“ werden. In der rechten Hälfte der Cusp ist dagegen wegen der Verstärkung der Axialkomponente des Feldes eine Verdichtung der Feldlinien in Achsennähe zu erwarten. Beides ist auf Abb. 4

Abb. 5. Stromdichteverteilung. Stromrichtung \odot —, \oplus

deutlich zu sehen. Bemerkenswert ist ferner eine blasenförmige Aufweitung der Feldlinien in Achsen-nähe rechts vom Cusp-Feld. An dieser Stelle befindet sich offensichtlich bereits ausgestoßenes Plasma hoher Leitfähigkeit, wie aus seinem diamagnetischen Verhalten hervorgeht. Die aus dem Feldverlauf abgeleitete Verteilung der Stromdichte (Abb. 5) läßt weitere Einzelheiten erkennen. Neben dem Ringstrom in der erwarteten Richtung fließen auch gegenseinnig gerichtete Ströme. Dies kann folgendermaßen gedeutet werden. Zur resultierenden elektrischen Feldstärke tragen in diesem Fall drei Komponenten bei: die durch die Flußänderung $\partial\Phi/\partial t$ induzierte Feldstärke sowie je eine von der radialen Bewegung des Plasmas gegen das axiale Magnetfeld und von der axialen Bewegung gegen das radiale Magnetfeld:

$$\mathcal{E}_\theta = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} + v_r B_z - v_z B_r.$$

Dabei wird die Richtung jeweils durch den vorherrschenden Anteil bestimmt. Der weitaus größte Teil des Stroms fließt dem in der Θ -Spule entgegengesetzt. Legt man der Diskussion der Stromdichteverteilung auch das oben skizzierte Modell von der Stempelwirkung zugrunde, so kommt man zu einer guten Übereinstimmung mit dem Meßergebnis. Nach dieser Vorstellung muß sich bei der beschleunigten Bewegung der Cusp nach rechts das Plasma wegen seiner Trägheit im linken Teil des Feldes befinden. Deshalb ist dort auch der Großteil der induzierten Ströme, welche die Beschleunigung des Plasmas bedingen, zu erwarten. Außerdem sollte die Strom-

dichte von der Rohrachse zur Rohrwand hin zunehmen, weil die Radialkomponente des Magnetfeldes bei etwa gleicher Relativgeschwindigkeit zum Plasma ebenfalls in dieser Richtung anwächst. Wie Abb. 4 und 5 zeigen, wird dies durch das Experiment bestätigt. Aus Stromdichte- und Magnetfeldverlauf folgt die Verteilung der LORENTZ-Kraft (Abb. 6). Ihre Größe und Richtung sind aus der Pfeillänge bzw. -richtung zu entnehmen. Wie die bisherige Diskussion des Beschleunigungsvorganges erwarten läßt, tritt die stärkste Kraftwirkung in der Ebene der Θ -Spule in Wandnähe auf. Wegen der abnehmenden Stromdichte sinkt die Kraft mit dem Radius, wobei als Folge der magnetischen Feldlinienkrümmung die

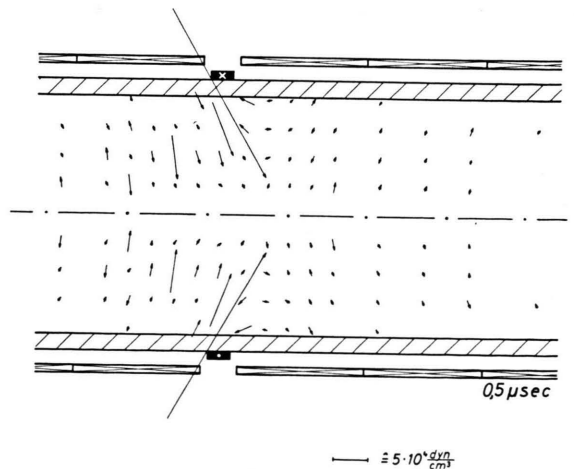


Abb. 6. Verteilung der LORENTZ-Kraft. Die Meßpunkte liegen jeweils in der Pfeilmitte.

Radialkomponente im Verhältnis zur Axialkomponente zunimmt. Eine nennenswerte Größe erreicht die LORENTZ-Kraft nur im linken Teil der Cusp, welcher ja in Übereinstimmung mit obigem Modell in dieser Phase die Plasmabeschleunigung bewirkt.

c) Das beschleunigte Plasma im Führungsfeld

Nach der Emission des Plasmas aus der dritten Stufe interessiert während seiner Bewegung im Führungsfeld vor allem die erreichte Geschwindigkeit, die Anzahl der Teilchen und deren Verteilung über den Radius. Ferner sind der Impuls der Plasmawolke und deren kinetische Energie wichtige Größen. Die genauesten Werte für die Frontgeschwindigkeit des Plasmas liefert die beschriebene elektrische Sonde. Aber auch aus Messungen mit der piezoelektrischen Drucksonde kann man die Plasmageschwindigkeit entnehmen, wenn man bei verschiedenen Entfernungen vom Beschleunigungszentrum mißt. Abb. 7 zeigt als Beispiel Signale der Piezoprobe bei Messungen in der Achse des Beschleunigers bzw. beim Radius 8 mm, jeweils 300 mm und 800 mm von der dritten Stufe entfernt. (Bei diesen Experimenten wurden 20 kV 1 μ F Kondensatoren für die Θ -Spulen verwendet.) Als erstes fällt auf, daß das Plasma bezüglich des Druckes eine Struktur aufweist. Besonders deutlich ist sie bei $r=8$ mm, $l=800$ mm zu erkennen. Ferner zeigt Abb. 7 eine zunehmende Ausdehnung des Plasmoids in axialer Richtung mit wachsender Entfernung von der dritten Stufe. Ordnet man die Schwankungen des Druckverlaufs einzelnen Plasmoiden zu, so ergeben sich fünf Teilplasmoiden, die teilweise ineinander übergehen. Aus dem Zeitpunkt des Druckanstiegs bzw.

des Auftretens des Maximums bei verschiedenen Abständen von der letzten Beschleunigerstufe läßt sich für die einzelnen Plasmoiden eine Front- bzw. Maximumgeschwindigkeit angeben. Dabei ergeben sich für die ersten drei Plasmoiden bei $r=0$ folgende Werte (in cm/s):

$$v_1 = 1,6 \cdot 10^8; \quad v_2 = 1,5 \cdot 10^8; \quad v_3 = 2 \cdot 10^8.$$

Der Wert von v_1 konnte durch Messungen mit der elektrischen Sonde, welche ja nur die Frontgeschwindigkeit des gesamten Plasmoids zu messen gestattet, bestätigt werden. Während bei v_1 und v_2 die Frontgeschwindigkeit innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Maximumgeschwindigkeit übereinstimmt und diese bei v_3 wegen des Zusammenlaufens mit dem vierten Plasmoid nicht meßbar ist, besteht bei v_4 ein beträchtlicher Unterschied zwischen beiden Werten. Die Frontgeschwindigkeit beträgt $3,9 \cdot 10^7$ cm/s und ist damit in guter Übereinstimmung mit dem aus Trommelkameraaufnahmen ermittelten Wert von $3,5 \cdot 10^7$ cm/s (3. Halbwelle), die Maximumgeschwindigkeit ist mit $2,7 \cdot 10^7$ cm/s wesentlich kleiner. Beim 5. Teilplasmoid ist es nur sinnvoll, die Geschwindigkeit des Maximums anzugeben ($1,5 \cdot 10^7$ cm/s). Die bei anderen Radien gemessenen Geschwindigkeiten unterscheiden sich von denen in der Achse nicht wesentlich. Bei $r=8$ mm sind sie etwas höher, bei $r=16$ mm etwas niedriger als bei $r=0$.

Ein Vergleich der Signale bei $l=300$ mm und $l=800$ mm zeigt deutlich, wie sich das schnellere Plasma vom langsameren trennt. Durch die Aufteilung des Plasmas in fünf Einzelplasmoiden, die sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit bewegen, wird die Frage nach dem Geschwindigkeitsspektrum in erster Näherung beantwortet. Außerdem können da-

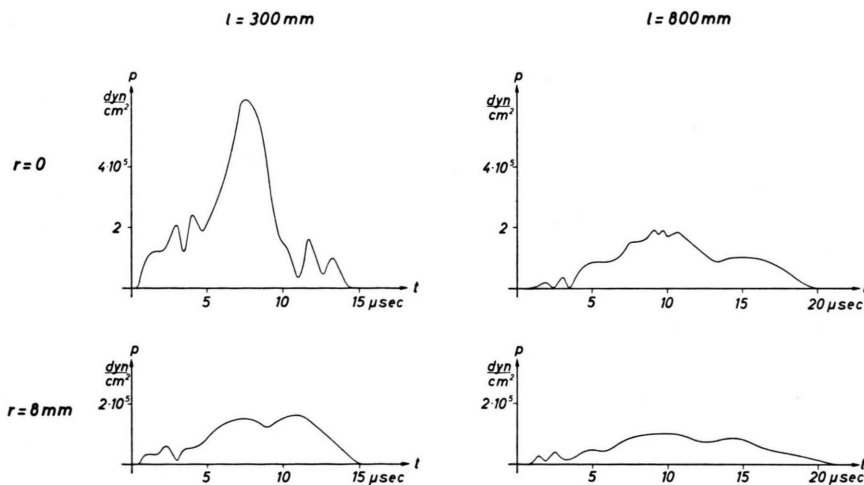


Abb. 7. Signale der piezoelektrischen Drucksonde. Nullpunkt der Zeitskala entspricht dem Zeitpunkt der Plasmaemission aus der letzten Stufe.

mit weitere Daten des Plasmas im Führungsfeld ermittelt werden. Zunächst erhält man durch Integration über die Zeit den Impuls und daraus nach Division durch die Schwerpunktgeschwindigkeit die bei dem jeweiligen Radius auf die Sondenfläche auftreffende Masse. Wird diese durch die Protonenmasse und die Sondenfläche dividiert, so ergibt sich die Anzahl f der pro Flächeneinheit ankommenden Ionen. Sie ist in der oberen Spalte der Abb. 8 für die fünf Teilplasmoiden als Funktion des Radius aufgetragen. Die Messungen wurden bis 16 mm Abstand der Sondenachse von der Beschleunigerachse vorgenommen. Bei größeren Radien liegt die Signalspannung nahe der Störspannung. Dieser Meßbereich erweist sich in den meisten Fällen als ausreichend, d. h. der größte Teil der ankommenden Teilchen kann erfaßt werden. Integriert man f über die Fläche, so erhält man die Gesamtzahl der in dem jeweiligen Einzelplasmoid enthaltenen Teilchen ($N_1 - N_5$ in Abb. 8). Die Werte für N_1 und N_3 fallen dabei allerdings zu niedrig aus, weil in diesen Fällen bei größeren Radien doch eine nennenswerte Menge Plasma ankommt. Sie ist aber klein gegen die des Gesamtplasmoides. Aus der Geschwindigkeit des Plasmas und der Dauer des Impulses läßt sich die axiale Ausdehnung des Plasmoids als Funktion des Radius berechnen. Darauf folgt schließlich zusammen mit der radialen Verteilung des Plasmas die mittlere Teilchendichte. Sie ist in der unteren Spalte der Abb. 8 als Funktion des Abstandes von der Beschleunigerachse aufgetragen. Man erkennt, daß bei dem vorausseilenden schnellen

Plasma aus der ersten Halbwelle die Teilchendichte um zwei Größenordnungen unter der des langsameren aus der dritten und fünften Halbwelle stammenden liegt.

Wie bereits die Trommelkameraaufnahmen zeigten, sind die Eigenschaften der Entladung durch Änderung der Verzögerungszeiten in einem weiten Bereich variierbar. Abb. 9 zeigt die Impulsverteilung zweier Plasmoiden. Die Verzögerungszeiten zwischen den einzelnen Stufen sind in beiden Fällen gleich. Geändert wurde nur das Zeitintervall zwischen dem Öffnen des Gaseinlaß-Ventils und dem Zünden der ersten Stufe. In dem einen Fall (gestrichelte Kurve) betrug sie 600 μ s, in dem anderen (durchgezogene Kurve) 650 μ s. Der Gesamtimpuls beträgt 12 dyn·s bzw. 22 dyn·s.

Da die Geschwindigkeiten und Massen der Teilplasmoiden bekannt sind, kann man die kinetische Energie des Plasmas berechnen. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Emission nach beiden Seiten erfolgt, ergeben sich in dem ausgeführten Beispiel 40 Ws. Die Ladeenergie der Kondensatoren beträgt 3×200 Ws. Diese Gegenüberstellung ist nicht nur für die mehrstufige Beschleunigung, sondern auch für die schrittweise Aufheizung von Plasma interessant.

Herr F. POHL hatte wesentlichen Anteil an der Konstruktion und dem Aufbau der Anlage sowie an der Durchführung der Messungen. Die Auswertung der Messungen besorgten Fräulein M. FLEISSER und Fräulein G. TESCHAUER.

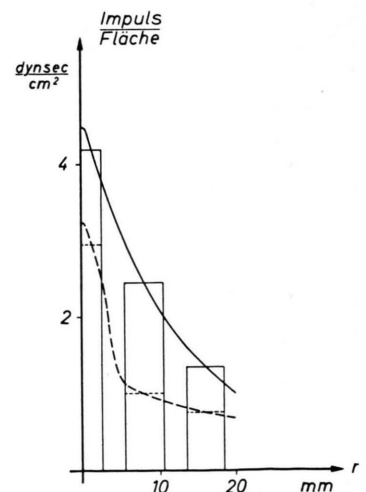
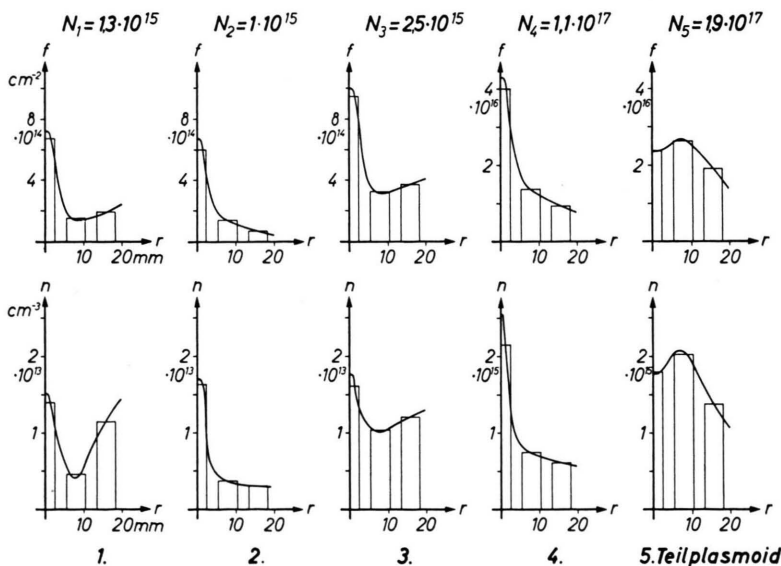


Abb. 8. Radiale Verteilung der Plasmas im Führungsfeld.

Abb. 9. Radiale Verteilung des Impulses.