

PART VI  
HIGH CURRENT DISCHARGES

# UNTERSUCHUNGEN ÜBER IMPULSENT- LADUNGEN IM ZUSAMMENHANG MIT DER MÖGLICHKEIT VON KONTROLLIERBAREN THERMONUKLEAREN REAKTIONEN

L. A. ARTSIMOVICH

*Academy of Sciences, Moscow, U.S.S.R.*

Eine notwendige Voraussetzung für die Entstehung von thermonuklearen Reaktionen ist eine hohe Temperatur des Stoffes. Die ersten Spuren vom Entstehen solcher Reaktionen können wir bei der Erwärmung des Stoffes (Deuterium oder einer Mischung von Deuterium und Tritium) bis zu  $T \sim 10^6$  zu entdecken hoffen. Aber nur bei  $T \sim 10^8$  können die thermonuklearen Reaktionen als eine neue Energiequelle ein Interesse erwecken.

Die grösste Schwierigkeit, welcher wir beim Versuch, steuerbare thermonukleare Reaktionen hervorzurufen, zu begegnen haben, besteht darin, dass bei einer gewissen Temperatursteigerung die Wärmeverluste sehr stark wachsen. Bei Temperaturen, die der Entstehung von intensiven thermonuklearen Reaktionen entsprechen, muss der Stoff ein Plasma mit einem sehr hohen Ionisationsgrad vorstellen. Die Wärmeverluste im Plasma, die vom gewöhnlichen Mechanismus der Wärmeleitung verursacht werden, steigen proportional zu  $T^{7/2}$ . Bei einer Erwärmung des Stoffes nur bis zu  $T = 10^5$ , wenn man nicht spezielle Massnahmen zur Beseitigung dieser Verluste trifft, werden sie so gross, dass eine weitere Erhöhung der Temperatur unmöglich wird. Darum wird bei der Frage über die Hervorrufung steuerbarer thermonuklearer Reaktionen zur Hauptaufgabe die Ausarbeitung von Methoden, die für eine kräftige Herabsetzung der Energieverluste bürgen, die vom Mechanismus der Wärmeverluste verursacht werden (d.h. solcher Verluste, die mit der Wärmeübertragung durch Elektronen und Ionen des Plasmas verbunden sind).

Sollten wir den Mechanismus der Wärmeverluste im Plasma in einer etwas vereinfachten Form betrachten, so könnten wir sagen, dass unsere Aufgabe dahin kommt, solche Bedingungen zu schaffen, bei welchen die schnellen Teilchen genügend lange im Plasma aufgehalten werden, damit

für die Ionen eine kennbare Möglichkeit geschaffen wird miteinander durchzureagieren. Bei einer solchen vereinfachten (und nicht strengen) Aufgabestellung, wird diejenige Grösse, die den energetischen Wirkungsgrad einer sich gedachten thermonuklearen Anordnung kennzeichnet, folgendermassen ausgedrückt:

$$\frac{W}{\tau n \cdot \bar{v}\sigma \cdot kT}$$

Hier ist  $\tau$  die mittlere Lebensdauer eines schnellen Iones im System,  $n$ —die Ionenkonzentration,  $\bar{v}\sigma$ —der Mittelwert des Produktes aus der Multiplikation von mittlerer Wärmegeschwindigkeit mit dem effektiven Querschnitt der Kernreaktion und  $W$ —die Energie, die beim Elementarakt der Reaktion frei wird. Es ist zu bemerken, dass bei einem vorgegebenen Wert der Temperatur, der Wärmewirkungsgrad durch die Multiplikationsgrösse  $\tau n$  angegeben wird. Das Produkt aus der Multiplikation der übrigen Faktoren, die im Ausdruck des Koeffizienten enthalten sind, ist nur von  $T$  abhängig und erreicht bei einem bestimmten Wert das Maximum—für die DD-Reaktion bei  $T \sim 5 \times 10^8$ . Bei dieser vorausgesetzt 'optimalen' Temperatur wird der energetische Wirkungsgrad für Deuterium in der Grössenordnung von  $\sim 10^{-15} \tau n$ . Damit der energetische Wärmewirkungsgrad einer thermonuklearen Anordnung genügend hoch wird, muss man bestrebt sein, die Lebensdauer des schnellen Iones im System zu verlängern. Es ist nur dann zu erreichen, wenn es gelingt, die Bewegung der Teilchen im Plasma in irgendwelcher Art und Weise zu begrenzen.

Der erste Gedanke dieser Art, der uns bekannt ist, wurde von A. D. Sakharov und I. E. Tamm im Jahre 1950 ausgesprochen. Er besteht darin, ein starkes Magnetfeld zur Begrenzung der Teilchenbewegung im Plasma zu benutzen. In einem starken Magnetfeld können die Elektronen und Ionen nur längs der Kraftlinien auf grössere Entfernungen sich frei bewegen. In der Querrichtung zu den Kraftlinien können die Teilchen nur durch Zusammenstösse in Bewegung und zu einer Energieübergabe kommen. Die Theorie der Vorgänge in einem vollständig ionisierten Plasma zeigt, dass die Strömung der Wärmeenergie in einer zum Vektor  $H$  senkrechten Richtung, bei hohen Werten von  $H$  und  $T$ , um viele Grössenordnungen kleiner wird, im Vergleich zum Wert, der in Abwesenheit des Feldes vorhanden wäre. Die Auswertung dieser generellen Idee kann verschiedene konkrete Formen geben. Man kann sich Methoden der Hervorrufung von thermonuklearen Reaktionen vorstellen, die auf *dauernde* Plasmaerwärmungsverfahren gegründet sind. Es sind auch andere Verfahren möglich, bei welchen eine *momentane* Temperatursteigerung des

Stoffes mit Hilfe eines kräftigen Impulsverfahrens von kurzer Dauer erreicht wird. Aber<sup>3</sup> in allen Fällen ist der Wirkungsgrad proportional zu  $H^2$ . Der Arbeitszyklus, von welchem ich hier im kurzen berichten werde (ihm werden noch zwei Vorträge eines mehr speziellen Charakters gewidmet werden) ist mit der Untersuchung der Möglichkeit von Plasmaerwärmung durch kräftige elektrische Entladungen verbunden.

Es ist klar, dass man ein starkes Magnetfeld im Plasma beim Durchlassen eines genügend starken Stromes erzeugen kann. Dabei entsteht auch eine Nebenerscheinung von Thermoisolierung. Bei der Zusammenwirkung mit seinem eigenen Magnetfeld, zieht sich der durch das Plasma fließende Strom zusammen, rückt im Kompressionsverlauf das Plasma mit und isoliert es von den Gefäßwandungen, in welchen sich dieses befindet. Gleichzeitig übt der Strom noch eine notwendige Funktion aus—er erwärmt das Plasma. Die Plasmaerwärmung muss auf Kosten der Kompressionskräfte, sowie auch des Jouleeffektes geschehen. Die Theorie der Erscheinungen, die in Anwesenheit eines Stromes im Plasma auftreten, wurde zuerst auf Grund von Voraussetzungen über einen quasistationären Charakter des Prozesses gebaut. Unter dieser Voraussetzung rechnen wir damit, dass in jedem Zeitmoment die elektrodynamischen Kräfte der Zusammenziehung mit dem Gasdruck des Plasmas im Gleichgewicht stehen. Die grundsätzlichen Folgerungen aus dieser Anfangstheorie waren die folgenden:

1. Die Temperatur des Plasmas ist zum Quadrat der Stromstärke proportional und in jedem Augenblick durch die folgende Formel bestimmt:

$$T = \frac{I^2}{4kN}.$$

Hier ist  $I$  die Stromstärke,  $k$  die Boltzmannskonstante und  $N$ —die Anzahl der Teilchen mit gleichem Vorzeichen, auf eine Längeneinheit der Plasma-säule bezogen. Es ist zu bemerken, dass diese Formel eigentlich von Prof. Alfvén stammt (weil sein ausgezeichnetes Buch *Kosmische Elektrodynamik* sie in einer allgemeineren Form enthält). Etwas anders ausgedrückt, kommt sie auch in einer Arbeit von Dr. Schlüter vor. Die angeführte Formel für eine quasistationäre Erwärmung des Plasmas, die Wasserstoff oder Deuterium enthält, ist gültig für den Fall, dass  $N \gg 10^{16}$  ist. (Auf einen Abschnitt der Plasmasäule, der zahlenmässig dem klassischen Radius des Protons gleich ist, muss eine Anzahl von Teilchen zukommen, die bedeutend grösser als Eins ist.) Bei dieser Bedingung muss ein Wärmegleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen herrschen, d.h.

$$T_i = T_e.$$

2. Eine notwendige Bedingung für das Vorhandensein einer von den Wänden isolierten Plasmasäule ist ein stetiges Wachsen des im Plasma fließenden Stromes. Wenn der Strom zu steigen aufhört, bricht die Plasmaschnur zusammen und berührt die Wände. Die Veränderung des Radius der Plasmaschnur mit der Zeit ist vom Gesetz der Stromsteigerung abhängig.

Obwohl, wie wir weiter sehen werden, unter den Umständen unserer Versuche, die Anfangstheorie, die auf die Voraussetzung von Gleichheit der Kräfte zwischen dem magnetischen Druck und dem Gasdruck baut, sich als falsch erwiesen hat, hat sie doch eine bestimmte Bedeutung, soweit es nicht ausgeschlossen ist, dass bei einer gewissen Veränderung der Versuchsbedingungen ein Gleichgewicht der Drucke zu erreichen ist. Es ist noch zu bemerken, dass diese Theorie ihren heuristischen Wert für die Analyse verschiedener Arten von elektrodynamischer Labilität der stromführenden Plasmasäule aufrecht erhält. In einer von unseren mehr speziellen Mitteilungen wird über die Anwendung dieser Theorie zur Untersuchung der Frage über die Einwirkung des äusseren magnetischen Feldes auf die Stabilität der stromführenden Plasmaschnur vorgetragen. Die experimentelle Untersuchung von Impulsentladungen von kurzer Dauer, aber grosser Stromstärke (bis zu 2 Millionen Ampere) führte zu einer grundsätzlichen Veränderung unserer Vorstellungen über den Vorgangsmechanismus, der im Plasma auftritt.

Die Analyse eines umfangreichen experimentellen Materials, das von Messungen auf oszillographischem Wege von magnetischen und elektrischen Feldern, Druckimpulsen, Intensität und Breite der Spektrallinien, Intensität der Röntgen- und Neutronenausstrahlungen des Plasmas eingesammelt wurde, gestattete einige Grundzüge aufzudecken, die die Vorgänge der Impulsentladung kennzeichnen.

Im Anfangsstadium der Entladung entsteht immer in der Nähe der Wände des Entladungsrohres eine dünne Skin-Schicht. Innerhalb dieser Schicht ist Gas vorhanden, das von der Einwirkung der Entladung praktisch unberührt ist. Die Stromdichte innerhalb dieses inneren Bereiches ist gleich Null. Nachher, unter der Einwirkung der elektrodynamischen Kräfte, beginnt die zylindrische Plasmaschicht sich mit einer wachsenden Geschwindigkeit in die Richtung der Achse des Entladungsrohres zusammenzuziehen. Die Geschwindigkeit des Zusammenziehens ist von der Anfangsdichte des Gases, dem Radius des Rohrs und vom Anfangswert des  $dI/dt$  abhängig. Für Gase mit kleinem Atomgewicht und kleinem Anfangsdruck hat diese Geschwindigkeit in unseren Versuchen bis zu  $1.5 \times 10^7$  cm/sec erreicht. Im Moment der maximalen Zusammen-

drückung, wenn die innere Grenze der zylindrischen Plasmaschicht die Achse erreicht, ist die Stromdichte im zentralen Teil der Entladung, die einen sehr kleinen Teil des ganzen Rohrquerschnittes einnimmt, mehrere Mal die zehnfache der mittleren Stromdichte im Rohr. Aber die Stromverteilungskurve hat keine scharfe Grenze, und auf die zentrale Zone (mit einem Radius von 0.1 des Rohrradius) entfällt weniger als die Hälfte des ganzen Stromes. Nachdem die maximale Zusammendrückung stattgefunden hat, beginnt eine schnelle Ausbreitung der Plasmaschnur und nachher wird die zweite Zusammenziehungsphase beobachtet. Bei niedrigen Werten der Anfangsdichte gelingt es drei nacheinanderfolgende Zusammenziehungs- und Ausbreitungsphasen der Plasmaschnur zu beobachten. Bei radialen Pulsierungen der Plasmaschnur, die dem ersten maximalen Zusammenziehungsmoment folgen, hält sich die Stromdichte in der zentralen Zone der Entladung die ganze Zeit sehr hoch, obwohl sie bedeutende Schwankungen erfährt. Als eine Illustration wird in der Abb. 1 die Verteilung des Stromes über den Rohrquerschnitt bei einer Entladung im Deuterium bei einem Anfangsdruck von 0.05 mm Hg widergegeben. Sie entspricht der zweiten maximalen Zusammenziehungsphase. Die Stromstärke war in diesem Augenblick ca 400 kA. Als eine charakteristische Eigenart dieser Verteilung ist anzugeben, dass in einer gewissen Entladungszone der Strom die Richtung ändert (wegen des Skin-Effektes). Die Leitfähigkeit des Plasmas, nach der Dicke der Skin-Schicht geschätzt, ist von der Grössenordnung  $10^{14}$  CGS El-stat. Einheiten (in der ersten Zusammenziehungsphase).

Messungen von Druckimpulsen im Plasma mit Hilfe von piezoelektrischen Elementen, die von A. M. Andrianov und H. V. Filippov durchgeführt wurden, zeigen, dass in der ersten Zusammenschnürungsphase die Druckwelle zusammen mit der inneren Grenze des Stromes in die Richtung der Achse wandelt. Bis zum Moment der maximalen Zusammenschnürung ist der Druck in der Achsennähe sehr gering. Im selben Moment, wenn der Strom die Achse erreicht, steigt der Druck in der zentralen Zone bis zu 25–50 at (bei einem anfänglichen Gasdruck im Rohr von der Grössenordnung von 0.1 mm Hg).

Im Anfangsstadium der Entladung ist der Ionisationsgrad des Gases nicht hoch. Spektrometrische Messungen, die von C. J. Lukjanov und V. I. Sinizin ausgeführt wurden, zeigen, dass am Schlussmoment der ersten Zusammenschnürungsphase aus der ganzen Anzahl der Gasatome nicht mehr als 5–10 % ionisiert waren (für Entladungen im Wasserstoff und Deuterium mit einer Maximalstromstärke von ca 300 kA, bei einem Anfangsdruck von 0.01–0.1 mm Hg). Hieraus können wir folgern, dass in

diesem Entladungsstadium die mittlere Elektronenenergie nicht gross ist (also einige Elektronenvolt nicht übertrifft). Nach der ersten Zusammenschnürung kann der Ionisationsgrad in der zentralen Zone der Entladung offenbar sehr hoch sein. Spektrometrische Untersuchungen zeigen noch, dass bei einer hohen Stromstärke im Entladungsraum nach der zweiten Zusammenschnürung eine merkbare Quantität von Beimischungen auf-

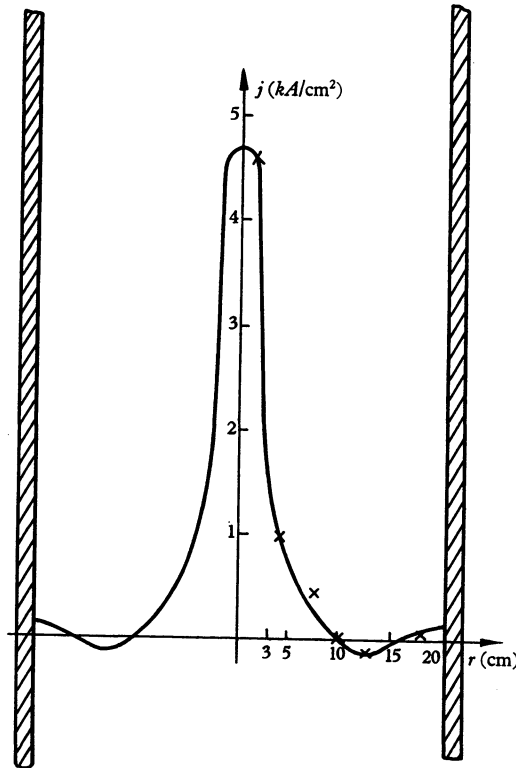


Abb. 1. Verteilung der Stromdichte über dem Entladungsquerschnitt im Deuterium bei  $U_0 = 40$  kV und  $P_0 = 0.05$  mm Hg für die zweite Kompressionsphase.

tritt, die von der Wechselwirkung zwischen dem Plasma und den Wänden entsteht. Darum erweckt die Untersuchung der späteren Stadien der Entladung kein grösseres Interesse.

Die vorgetragenen experimentellen Tatsachen führen zu folgenden Vorstellungen über den Mechanismus der grundsätzlichen Vorgänge bei einer Impulsentladung. Bei schnellem Anwachsen des Stromes in der Anfangsphase der Entladung können die elektrodynamischen Kräfte, die proportional zu  $I^2$  anwachsen, nicht durch den inneren Druck des ioni-

sierten Gases kompensiert werden. Eine solche Kompensation ist deswegen unmöglich, weil im ersten Stadium des Vorgangs der Strom nur in der Nähe der Rohrwände fliesst und innerhalb der zylindrischen Plasmaschicht sich Gas befindet, das seinen ursprünglichen kleinen Druck aufrechterhalten hat. Unter der Einwirkung der elektrodynamischen Kräfte, erfährt darum die zylindrische Plasmaschicht, die anfänglich an den Rohrwänden lag, eine Beschleunigung die nach der Achse des Rohres gerichtet ist.

Ein bedeutender Teil der Arbeit, die von den elektrodynamischen Kräften in diesem Stadium ausgeführt wird, geht in die kinetische Energie der gerichteten Bewegung derjenigen Teilchen über, die zur konvergierenden Plasmaschicht gehören. Da aufgeladene Teilchen von verschiedenen Vorzeichen sich mit derselben Geschwindigkeit bewegen, erhalten die Ionen eine grosse kinetische Energie, während die Energie der Elektronen, ihrer kleinen Masse wegen, sich kaum ändert. Den Zusammenschnürungsvorgang kann man auch als das Entstehen einer Stosswelle betrachten, die zur Achse konvergiert. Vor der inneren Front dieser Welle befindet sich ursprünglich neutrales Gas. Bei der Bewegung der Plasmaschicht wird das Gas teilweise von den aufgeladenen Teilchen des Plasmas mitgenommen (wegen des grossen effektiven Querschnitts der Ionenumladung) und ionisiert. Darum wächst die Stoffmasse, die in Bewegung gerät, stetig an und die Gesamtzahl an Elektronen und Ionen im Plasma steigt. Die quantitative Theorie der Plasmazusammenschnürung wurde von M. A. Leontovitch und C. M. Ossovez entwickelt. Diese Theorie ruht auf der Voraussetzung, dass im Anfangsstadium der Kompression der Gasdruck in Verhältnis zur Grösse  $(dI/dt) Mv$ , die die Änderung der Bewegungsgrösse des Plasmas angibt, klein ist. Mit Hilfe einiger anderer Annahmen, die die Berechnungen vereinfachen (insbesondere wird angenommen, dass der Strom von der Zeit linear abhängig ist), liefert diese Theorie die folgende Formel für die Bestimmung der Dauer des Kompressionsvorgangs:

$$\tau_c = 1,4 M^{\frac{1}{2}} a_0^{\frac{1}{2}} \left( \frac{dI}{dt} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

In dieser Formel ist  $M$ —die Gasmasse auf einer Längeneinheit der Plasmasäule,  $a_0$ —Rohrradius,  $I$ —Stromstärke in CGS El-magn. Einheiten. Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten für  $\tau_c$  ist in der Abb. 2 angeführt. (Die theoretischen Werte sind mit geraden Linien dargestellt.) Im weiten Umfang der Änderung der Grösse  $M$  ist eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment festzustellen.



Das Stadium der magnetischen Beschleunigung des Plasmas schliesst sich in dem Moment ab, wenn die innere Grenze der Plasmaschnur die Achse erreicht. In diesem letzteren und sehr kurzen Kompressionsstadium geht ein bedeutender Teil der Energie der gerichteten Ionenbewegung in Wärme über, was zu einer kräftigen Druck- und Temperatursteigerung führt. Nach einer groben Schätzung erreichte die Temperatur des Plasmas in den Phasen maximaler Kompression in unseren Versuchen die Grössenordnung von  $10^6$  Grad (für Wasserstoff und Deuterium bei einem Anfangsdruck von der Grössenordnung von  $10^{-2}$  mm Hg). Diese Schät-

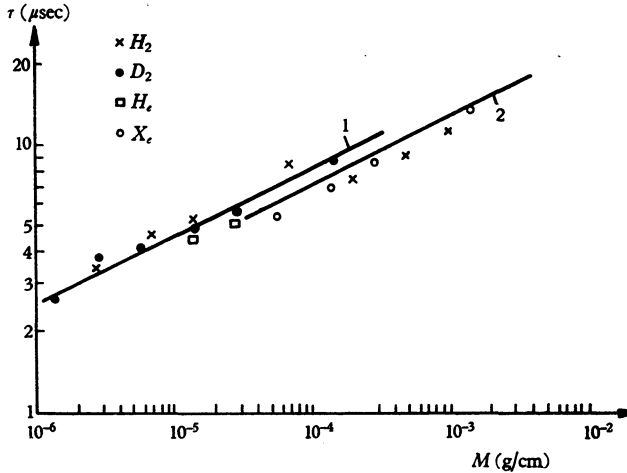


Abb. 2.  $\tau$ -Abhängigkeit von  $M$  bei  $U_0=30$  kV,  $a_0=20$  cm. (1)  $dI/dt=6 \times 10^{10}$  A/sec (für leichtes Gas); (2)  $dI/dt=7.5 \times 10^{10}$  A/sec (für schweres Gas).

zung kann, erstens auf Grund von Messungen an Grössen, die die energetische Bilanz der Entladung bestimmen, zweitens—auf Grund von Messungen der Druckimpulse mit Hilfe von piezoelektrischen Elementen, und, drittens—auf dem Wege einer Bestimmung der Arbeit der elektrodynamischen Kompressionskräfte, gemacht werden. Um Missverständnisse zu vermeiden, ist es notwendig zu bemerken, dass wir bei der Rede über die Temperatur des Plasmas die Temperatur der schweren Teilchen—Ionen und neutraler Atome—ins Auge fassen. Wir können sagen, dass infolge des grossen Wertes des effektiven Querschnittes der Umladung, die Temperatur der Ionen und Atome in der sich zusammenziehenden Plasmaschnur beinahe gleich ist.

Wie schon oben angeführt wurde, wird beim Kompressionsvorgang ein bedeutender Teil der Arbeit, die von den elektrodynamischen Kräften geleistet wird, auf die kinetische Energie der gerichteten Bewegung

schwerer Teilchen aufgewandt. Gleichzeitig ist zu bemerken, dass bei der Konvergenz der zylindrischen Plasmaschicht in die Richtung der Achse, die Masse, die in Bewegung gerät, stetig anwächst, daher muss ein Teil der Arbeit auf unelastische Prozesse, d.h. auf die Erhöhung der Plasmatemperatur, verwendet werden. Die Leistung, die auf unelastische Kräfte verbraucht wird, ist  $\sim \frac{v^2}{2} \frac{dM}{dt}$  gleich ( $v$ —die Geschwindigkeit der Plasmazusammenschnürung). Die Daten über die energetische Bilanz der Impulsentladung machen die Annahme ganz wahrscheinlich, dass noch vor dem Momente der maximalen Kompression die Temperatur der Ionen und Atome einige hunderttausend Grade erreicht (was der mittleren Energie einer chaotischen Bewegung von der Grössenordnung von einigen zehn Elektronvolt entspricht). Im Gegenteil verbleibt die Temperatur des Elektronenkomponenten des Plasmas im Stadium der ersten Zusammenschnürung sehr niedrig und entspricht der mittleren Elektronenenergie von einigen Elektronenvolt. Dies folgt aus den Ergebnissen der spektrometrischen Messungen, die auf einen nicht hohen Ionisationsgrad des Plasmas weisen.

Falls die mittlere Elektronenenergie einige zehn Elektronvolt erreichen würde, so wäre das Gas schon vor dem maximalen Zusammenschnürungsmomente des Stromes vollständig ionisiert.

Der Charakter der Vorgänge, die nach dem Momente der maximalen Kompression auftreten, ist noch nicht klar. Aber es ist offenbar, dass nach der maximalen Kompression eine auseinandergehende Stosswelle entstehen muss, die das Plasma gegen die Wände mitnimmt. Die auseinandergehende Welle muss durch die Einwirkung der dynamischen Kräfte, die den Strom zusammenschnüren, schnell gebremst werden, weswegen wieder eine Kompressionsphase eintritt, auf die wieder die zweite Schnurverbreiterung folgt. Die Frequenz der radialen Pulsierungen des Plasmas ist von der Grössenordnung  $\frac{\bar{H}}{M}$ , wo  $\bar{H}$  einen gewissen Mittelwert des Magnetfeldes der Schnur darstellt. In diesem Stadium des Prozesses müssen offenbar verschiedene Arten von Labilität auftreten, die einer Plasmaschnur bei grosser Stromstärke eigen sind, wodurch die Schnurenform sich stark ändern kann. Die charakteristische Zeit, die die Geschwindigkeit bestimmt, mit welcher die Schnur von der zylindrischen Form abweicht, ist der Grösse nach mit der Periode der radialen Pulsierungen vergleichbar.

Der Verlust an Stabilität bei der Plasmaschnur und die starke Wechselwirkung zwischen dem Plasma und den Wänden führen zu einer

wesentlichen Veränderung des Charakters der Prozesse. In späteren Stadien der Entladung erscheint im Volumen eine grosse Quantität von Nebengasen und die Plasmatemperatur sinkt ganz erheblich.

Die theoretische Analyse verschiedener Arten elektrodynamischer Labilität, die einer Plasmaschnur bei starkem Strom eigen sind, zeigt, dass ein starkes äusseres Magnetfeld, das längs der Schnurachse gerichtet wird, bei gewissen Verhältnissen die Rolle eines effektiven stabilisierenden Faktors spielen kann, mit dessen Hilfe gewisse Arten von Labilität vollständig beseitigt und andere kräftig herabgesetzt werden können. Daher schien es interessant, die Einwirkung eines äusseren Magnetfeldes auf eine Impulsladung von hoher Stromstärke zu untersuchen.

A priori konnte man vermuten, dass im Anfangsstadium des Zusammenziehens der Plasmaschnur in Anwesenheit eines kräftigen äusseren Feldes, die Geschwindigkeit der Plasmabewegung gegen die Achse kleiner werden wird. Solche Verminderung muss dadurch bedingt sein, dass die sich zusammenziehende Schnur bei grosser Leitfähigkeit des Plasmas die Kraftlinien des äusseren Feldes mitnehmen wird, weswegen die Feldstärke des Längsfeldes innerhalb der Schnur steigen und ein Überschuss an magnetischem Druck zustandekommen wird, der den elektrodynamischen Stromkräften, die das Plasma zusammenziehen, entgegen gerichtet ist. Man kann sagen, dass im Prozess der Zusammendrückung die Plasmaschnur sich als ein Stoff mit paramagnetischen Eigenschaften verhalten muss.

Die experimentellen Untersuchungen des Einflusses vom äusseren Magnetfeld auf die Impulsentladung, die von A. L. Besbatschenko, I. N. Golovin, D. P. Ivanov, V. D. Kirillov und H. A. Javlinisky ausgeführt wurden, bestätigten die Voraussetzung, dass das Plasma der Impulsentladung paramagnetische Eigenschaften hat. Gleichzeitig haben sie zu einem unerwarteten Ergebnis geführt—es stellte sich heraus, dass das Plasma die paramagnetischen Eigenschaften nicht nur im Kompressionsstadium behält. Daraus folgt offenbar, dass der Paramagnetismus des Plasmas nicht nur durch den klassischen Mechanismus vom Mitnehmen der Kraftlinien durch den sich zusammenziehenden Leiter, sondern auch durch andere Effekte (besonders durch Anisotropie der Leitfähigkeit im magnetischen Felde) verursacht werden kann. Die Ergebnisse dieser experimentellen Untersuchungen werden zum Gegenstand einer Mitteilung von I. N. Golovin gemacht werden.

Eine interessante Eigenschaft der kräftigen Impulsentladungen ist die, dass sie bei gewissen Verhältnissen zu einer Quelle von Neutronen- und harten Röntgenstrahlen werden können. Diese Erscheinung, von uns im Jahre 1952 entdeckt, hat noch keine entgültige Erklärung erhalten. Bei

einer Entladung im Deuterium und einem Anfangsdruck von einigen Tausendstel mm bis zu 0,5 mm Hg werden sehr kurze Impulse von Neutronen- und harter Röntgenstrahlung beobachtet, die zeitmässig mit der Phase der zweiten (und manchmal der dritten) maximalen Kompression zusammenfallen. In Rohren mit metallischen Seitenwänden kommen die Neutronen und harten Röntgenstrahlen auch bei bedeutend höheren Anfangsdrucken—bis zu 10 mm—auf. (Es ist zu bemerken, dass in diesem Falle die Entladung einen mehr komplizierten Charakter erhält.) Impulse von harter Röntgenstrahlung werden auch bei Entladungen im Wasserstoff beobachtet.

In dem Falle, wenn die Entladung im Deuterium stattfindet, können die von der Röntgenstrahlung und Neutronen erzeugten Impulse oszillographenmässig auf Phase eingestellt werden. Dabei stellt es sich heraus, dass ihre Erscheinungsmomente genau zusammenfallen. Es spricht ohne Zweifel dafür, dass die beiden Arten von Strahlungen eine gemeinsame Ursache haben. Da das Erscheinen von harten Röntgenstrahlen darauf hinweist, dass im Plasma in einem gewissen Zeitmoment sehr schnelle Elektronen mit einer Energie von einigen hundert keV auftreten, so ist die Ursache dieses Effektes in einem gewissen Beschleunigungsmechanismus zu suchen.

Wenn wir diesen Mechanismus zu erraten suchen, müssen wir die spezifischen Verhältnisse bei der Impulsentladung mit kräftiger Stromstärke in Rechnung ziehen. Bei einer solchen Entladung ist im Plasma ein starkes Magnetfeld vorhanden. Falls der Strom im Plasma über eine zylindrische Symmetrie verfügt, so bilden die Kraftlinien des Feldes konzentrische Kreise, dessen Zentra auf der Achse des Entladungsrohrs liegen. Elektrische Felder im Plasma, beim Vorhandensein einer Stromsymmetrie, können Komponenten nur in der zur Achse des Rohres parallelen oder in radialer Richtung haben. Daher wird in jedem Punkt des Plasmas der Feldstärkevektor des elektrischen Feldes zum Vektor des magnetischen Feldes senkrecht stehen. Bei diesen Verhältnissen kann die Beschleunigung der Teilchen nur in dem Teil des Raumes zustandekommen, wo die Feldstärke des Magnetfeldes nahe an Null liegt, d.h. nur in der Nähe der Entladungsachse. Die zweite notwendige Bedingung für die Beschleunigung von geladenen Teilchen im Plasma ist die, dass die Dichte des Stoffes im Raume, wo die Beschleunigung stattfindet, sehr klein sein soll.

Auf Grund des oben Gesagten können wir eine der möglichen Ursachen vom Auftreten der schnellen Teilchen im Plasma aufweisen. Die Teilchen können in der Nähe der Entladungsachse im elektrischen Längsfelde

induktiven Ursprungs beschleunigt werden. Eine solche Hypothese kann das Auftrittmoment der schnellen geladenen Teilchen erklären. Wie die Messungen zeigen, hat das elektrische Längsfeld im Plasma im Moment der zweiten maximalen Konvergenz einen sehr hohen Wert. Die Spannung dieses Feldes kann vielfach diejenige Grösse überschreiten, die nur durch die an das Rohr in diesem Moment angelegte äussere Spannung verursacht wird. Gleichzeitig wird der Stoff unter der zweiten Kompressionsphase in der Nähe der Achse des Entladungsrohrs praktisch vollständig ionisiert, und seine Dichte ist in der zentralen Zone im Anfangsstadium der zweiten Konvergenzphase gering. Daher sind unter der zweiten Kompressionsphase offenbar die notwendigen Bedingungen zur Beschleunigung für eine gewisse Gruppe von Teilchen, die in der Nähe der Entladungssache liegen, vorhanden. Aber wir können nicht zur Zeit behaupten, dass gerade dieser Mechanismus die Ursache der Erscheinung von schnellen Teilchen bei der Entladung ist. Es ist nicht ausgeschlossen, dass verschiedene Arten von Labilität, die der Plasmaschnur bei hoher Stromstärke eigen sind, im Beschleunigungsprozess der Teilchen eine bedeutende oder sogar eine bestimmende Rolle spielen. Wir können hier auf zwei Arten solcher Labilität hinweisen, die von der Theorie vorausgesehen und beim Versuch wirklich beobachtet werden. Eine von ihnen besteht darin, dass die Plasmaschnur sich in der Längsrichtung ungleichmässig zusammenzieht. Es hat zur Folge, dass in den Phasen der maximalen Zusammenziehung auf einzelnen Stellen der Plasmaschnur sehr schmale Einschnürungen entstehen können, die dann wieder in schnelle Verbreitungen übergehen. Im Moment einer solchen Verbreitung der Einschnürung können sehr grosse lokale Überspannungen auftreten. Die zweite Art von Labilität, die beim Versuch beobachtet wird, besteht im willkürlichen Entstehen eines magnetischen Längsfeldes im Plasma, das durch die wirbelartige Verdrillung der Plasmaschnur verursacht wird. Das Entstehen des magnetischen Längsfeldes führt zu einer Formveränderung der magnetischen Kraftlinien, weswegen eine Beschleunigung von Teilchen auch ausserhalb der Grenzen der zentralen Zone der Entladung möglich wird.

Es ist auch möglich, dass im Prozesse der Entstehung von elektrischen Feldern, die die Teilchen im Plasma beschleunigen, die Wechselwirkung zwischen dem Plasma und den Wänden der Entladungskammer eine gewisse Rolle spielt.

Jedenfalls kann man als festgestellt ansehen, dass die von uns beobachteten harten Strahlungen vielleicht kein direktes Verhältnis zu den thermonuklearen Vorgängen haben. Bei den Temperaturen, welche

bei Impulsentladungen von einer Stromstärke in der Höhe von einigen hundert Kiloampere bis zu einer Million Ampere erreicht werden, müssen die thermonuklearen Reaktionen eine ganz geringe Intensität haben (bedeutend kleiner als die Reaktionsintensität, die bei unseren Versuchen beobachtet wurde). Ausserdem kann man das Auftreten der harten Röntgenstrahlen in der Impulsentladung nicht mit Hilfe des thermonuklearen Mechanismus erklären.

Wir haben einige Ergebnisse der Untersuchung von kräftigen Impulsentladungen geprüft. Das wichtigste von diesen Ergebnissen ist die Feststellung der experimentellen Möglichkeit, sehr hohe Temperaturen zu erreichen—von der Grössenordnung von einer Million Grad. Eine weitere Erhöhung der Temperatur ist nur durch einen Übergang zu einer noch höheren Steigerungsgeschwindigkeit des Stromes bei der Entladung möglich (weil die von Ionen im Kompressionsprozess angeeignete Energie proportional zu der Steigerungsgeschwindigkeit des Stromes ist). Bei einer genügend grossen Steigerungsgeschwindigkeit des Stromes kann man mit einem Auftritt von intensiven thermonuklearen Reaktionen im Moment der ersten Kompression rechnen. Die praktischen Aussichten für eine weitere Arbeit in dieser Richtung ist im grossen ganzen davon abhängig, ob es gelingt solche Voraussetzungen zu schaffen, bei welchen die Plasmaschnur beim Anwachsen des Stromes vielfache Schwingungen aussteht, ohne dass sie zerfällt oder die Wände berührt. Die der Schnur eigene Labilität kann zur Ursache werden, dass man solche Vorbedingungen nicht schaffen kann. In diesem Falle wird die Grösse  $\tau$  (d.h. die mittlere Lebensdauer der schnellen Ionen im Plasma) zu klein, daher wird auch der energetische Wirkungsgrad, der zu  $n\tau$  proportional ist, gering. Auf Kosten der Steigerung von  $n$  kann man hier nicht weit kommen, weil die absolute Energiegrösse, die zur Erzeugung einer Impulsentladung notwendig ist, bei der gegebenen mittleren kinetischen Energie des Ions proportional zu  $n$  wächst. Bei der Betrachtung des Problem es im ganzen ist zu beachten dass der Weg über die kurzzeitige Temperatursteigerung des Plasmas bei einer kurzen Impulsentladung nur eine von sehr vielen Richtungen darstellt, die man zur Lösung der Aufgabe über die Erregung von kontrollierbaren thermonuklearen Reaktionen einschlagen kann.