PUSTAREX

Experiment zur kollektiven Ionenbeschleunigung

C.Andelfinger, E.Buchelt, W.Dommaschk, J.Fink,
W.Herrmann, I.Hofmann, D.Jacobi,
P.Merkel, H.B.Schilling, A.Schlüter,
U.Schumacher, M.Ulrich

IPP 0/30 Januar 1976

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

PUSTAREX

Experiment zur kollektiven Ionenbeschleunigung

C.Andelfinger, E.Buchelt, W.Dommaschk, J.Fink,
W.Herrmann, I.Hofmann, D.Jacobi,
P.Merkel, H.B.Schilling, A.Schlüter,
U.Schumacher, M.Ulrich

IPP 0/30 Januar 1976

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

IPP 0/30

C.Andelfinger, E.Buchelt,
W.Dommaschk, J.Fink,
W.Herrmann, I.Hofmann,
D.Jacobi, P.Merkel,
H.B.Schilling, A.Schlüter,
U.Schumacher, M.Ulrich

Pustarex
Experiment zur kollektiven Ionenbeschleunigung

Abstract

This report proposes an experiment for collective ion acceleration with electron rings that combines pulsed field compression of the electron rings with static magnetic field acceleration. Pulsed compression proved to be successful in previous experiments. The static field is necessary for a "parking space" ("Wartesaal"), where the heavy ions can be ionized to high charge states. As the proposed configuration with a static diverging acceleration field allows extension to longer lengths (higher energy) and higher repetition rates (larger ion fluxes), it appears to be a logical step towards a heavy ion accelerator. The results of previous experiments are reported, especially the successful acceleration of light ions. A short review of possible applications is given. Limitations of the collective ion acceleration in electron rings that are imposed by instabilities and resonances are discussed. Details of the experimental set-up are described and an estimate of the necessary outlay and manpower for a five-year period of experimentation is presented.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	I
Inhaltsangabe	IV
1. EINLEITUNG	1
1.1 Vorteile und Grenzen eines Elektronenring-Beschleunigers	1
1.2 Anwendungsgebiete eines kollektiven Schwerionenbeschleunigers	9
1.3 Bisherige Ergebnisse	11
1.4 Zielsetzung und Anforderungen	17
2. KONZEPTION DES EXPERIMENTES	19
2.1 Kompressor und Wartesaal	19
2.2 Roll-out, Spill-out und Beschleunigung	27
2.3 Fokussierung und Squirrel Cage	30
2.4 Resonanzen, Landau-Dämpfung, Instabilitäten	33
2.5 Ringbeladung	43
2.6 Vakuumsystem	46
2.7 Injektor- und Strahlführungssystem	48
2.8 Diagnostik	51
2.9 Begleitende Untersuchungen	55
3. RAUMBEDARF, KOSTEN UND ZEITPLAN	59
3.1 Raumbedarf	59
3.2 Investitionskosten und Personalaufwand	59
3.3 Personalbedarf	61
3.4 Zeitplan	62

V O R W O R T

Das hiermit vorzustellende Projekt eines Elektronenring-Beschleuniger-Experimentes ist die konsequente Fortführung der Arbeiten, die auf diesem Gebiet im Bereich Relativistische Plasmen des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik seit 1969 unternommen werden [I].

Als 1967 V.I. Veksler [II] über erste Experimente zur Entwicklung eines Elektronenring-Beschleunigers berichtete, fand dieses Verfahren überall in der Welt großen Anklang. So wurden 1968 am Lawrence Berkeley Laboratory [III], und ein Jahr später am Kernforschungszentrum Karlsruhe [IV], an der University of Maryland [V], am Institut für Plasmaphysik in Japan [VI] und in Garching Entwicklungsarbeiten aufgenommen. Während die Arbeiten in Berkeley und in Karlsruhe 1974 aus Gründen des Institutsprogrammes eingestellt wurden, haben in neuerer Zeit zwei weitere Institute in der UdSSR, nämlich das Institut für Theoretische und Experimentelle Physik [VII] (ITEP) der Sowjetischen Akademie für Wissenschaften und das Institut für Kernphysik in Tomsk Untersuchungen hierzu aufgenommen [XII].

In Dubna, Berkeley, Karlsruhe und Garching wurden relativistische Elektronenringe mit brauchbaren Qualitäten in zum Teil sehr unterschiedlichen Experimentanordnungen gebildet. V.P. Sarantsev [VIII] berichtete 1971 aus Dubna über kollektive Beschleunigung von α-Teilchen. Diese Experimente wurden nicht mehr wiederholt, vielmehr wurde mit dem Bau einer neuen Apparatur mit wesentlich geänderten Parametern begonnen [IX].

Die Arbeiten in Garching befaßten sich in einer ersten Stufe [I] mit der Erzeugung und der extrem schnellen adiabatischen Kompression von Elektronenringen. Nachdem Ringe mit inneren maximalen Feldstärken von ca. 20 MV/m erzeugt werden konnten, wurde ein neues Experiment, "Schuko", mit einer im Ringkompressor integrierten Beschleunigungsstruktur gebaut. Dieses Experiment hatte insbesondere zum Ziel, den Übergang von der Kompressions- in die Beschleunigungsphase und die Anfangsbeschleunigung zu studieren. Im Oktober 1974 wurde damit zweifelsfrei die kollektive Beschleunigung von Wasserstoff- und Heliumionen zu Energien von einigen 100 keV/Nukleon nachgewiesen [X]. Dabei betrug die Haltekraft im beschleunigten Ring etwa 4 MV/m. In einem Parallelexperiment [XI] wurden Verfahren zur Unterdrückung longitudinaler kollektiver Instabilitäten untersucht, die in dem hier vorgeschlagenen Nachfolgeexperiment "Pustarex" angewandt werden sollen.

Parallel zu den experimentellen Arbeiten wurden umfangreiche theoretische Untersuchungen zu Fragen des Gleichgewichtes und der Stabilität der Elektronenringe durchgeführt bzw. begonnen.

Aufbauend auf den Erfolgen der ersten beiden Experimente, wurde eine dritte Stufe, der hier vorgelegte Projektvorschlag Pustarex, bereits als Vorstufe für einen realistischen Schwerionenbeschleuniger konzipiert. Die Zielsetzung dieses Experimentes ist der Nachweis, daß leichte und schwere Ionen nach dem Prinzip des Elektronenring-Beschleunigers in einer Anordnung, die realistischen Anforderungen angepaßt werden kann, auf zunächst einige MeV/Nukleon beschleunigt werden können.

Es soll hier ausdrücklich betont werden, daß das Experiment in erster Linie der Klärung der physikalischen und technischen Probleme dient. Nach dem jetzigen Kenntnisstand erwarten wir jedoch, daß das Experiment zu einem nützlichen und wirtschaftlichen Leicht- und Schwerionenbeschleuniger führt.

I A. Schlüter, Proc.8th Int.Conf.High Energy Accelerators, CERN 1971,p.403

II V.I. Veksler et.al., Cambridge Electron Accelerator Report No.CEAL-2000, p.289 (1967)

III D. Keefe, The Electron Ring Accelerator, Proc.1969 Part.Acc.Conf., IEEE Trans.Nuclear Science, NS-16, Number 3 (June 1969) p.25

IV H.C. Dustmann et.al., Report on the ERA Research at Karlsruhe, Proc. IX Int.Conf.High Energy Accelerators, Stanford (1974), p.250

V W.W. Destler et.al., Experimental and Theoretical Studies of Electron Ring Formation and Ion Loading in the Maryland ERA, Proc.IX Int.Conf. High Energy Accelerators, Stanford (1974), p.230
R. Berg, H. Kim, M. Reiser, Theoretical Studies on the Formation of a Compressed 25-MeV Electron Ring in a Static Magnetic Field, Proc.1969 Part.Acc.Conf., IEEE Trans.Nuclear Science, NS-16, No.3, p.1043

VI S. Kawasaki et.al., Compression of Electron Ring: The System and Results in IPP-Japan. Part.Acc.Conf., Washington, March 1975, IEEE Trans.Nuclear Science, NS-22, No.3, p.962

VII R.M. Vengrov et.al., Status Report on ERA, ITEP, IV All-Union Nat.Acc. Conf., Moscow, Nov.1974

VIII V.P. Sarantsev et.al., Experiments on α-particle Acceleration by the Collective Method, JINR-P9-5558, Dubna (Jan.1971); JETP 60, 1980 (1971)

IX V.P. Sarantsev, Status Report on the Collective Linear Accelerator at Dubna, Proc.8th Int.Conf.High Energy Accelerators, CERN 1971, p.391

X C. Andelfinger et.al., Status Report on ERA, Garching, IV All-Union Nat.Acc.Conf., Moscow, Nov.1974;
U. Schumacher, C. Andelfinger, M. Ulrich, Collective Acceleration of Protons and Helium Ions in the Garching ERA, Part.Acc.Conf., Washington, March 1975, IEEE Trans.Nuclear Science, NS-22, No.3, p.989

XI J. Fink, W. Herrmann, W. Ott, J.M. Peterson, Energy Spreading and Energy Loss Due to Negative Mass Instability in an Electron Ring Experiment, Proc.IXth Int.Conf.High Energy Accelerators, Stanford 1974, p.223

XII V.P. Grigorev et.al., IV All-Union Nat.Acc.Conf., Moscow, Nov.1974

Inhaltsangabe

Der vorliegende Vorschlag gliedert sich in drei Teile. Im ersten Abschnitt werden zunächst das Prinzip, die Möglichkeiten und Grenzen eines kollektiven Schwerionen-Beschleunigers beschrieben. Tabelle I faßt Daten von Elektronenringen zusammen, wie sie bisher schon erreicht wurden. Tabelle II enthält Beschleunigerkenngrößen für Edelgasbeschleunigung mit den Daten der Tabelle I. Es folgt in Kapitel 1.2 eine kurze Auflistung von möglichen Anwendungen für den kollektiven Beschleuniger. Anschließend werden in 1.3 die bisher in Garching durchgeführten Experimente zur kollektiven Beschleunigung und ihre Ergebnisse beschrieben. Der Abschnitt endet mit einer Darstellung der Zielsetzung des vorgeschlagenen Experimentes ("Pustarex") in 1.5.

Der zweite Abschnitt enthält die eigentliche Präsentation des Vorschlages. Die Konzeption des Experimentes mit der Verbindung von gepulsten und statischen Feldern wird beschrieben (2.1 und 2.2). Die Kapitel 2.3 und 2.4 behandeln Fragen des Ringgleichgewichtes und der Stabilität, die bei den Experimenten bisher von Bedeutung waren. Die Maßnahmen zur Ringbeladung mit Ionen (Clusterstrahlen) und zur Erzielung des benötigten Ultrahochvakuums werden in 2.5 und 2.6 beschrieben. Das Kapitel 2.7 diskutiert kurz die Probleme der Erzeugung und Führung des Elektronenstrahls, der Feldabschirmung und der Inflektion. Einer Darstellung der Diagnostik in 2.8 folgt eine Beschreibung der möglichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen bis zur Inbetriebnahme des neuen Experimentes.

Der dritte Abschnitt enthält eine Aufstellung des Raum- und Personalbedarfs (kein Mehrbedarf), der benötigten Investitionsmittel und einen Zeitplan.

Die Dimensionierung der einzelnen Größen ist zwar nicht immer gleich, aber meistens deutlich gekennzeichnet. Alle numerierten Formeln entsprechen den Vorschriften des Internationalen Systems (SI).

1. EINLEITUNG

1.1 Vorteile und Grenzen eines Elektronenring-Beschleunigers

In einem herkömmlichen Teilchenbeschleuniger werden die Teilchen in einem von außen angelegten elektrischen Feld E_a beschleunigt. Die Beschleunigung $b = ZeE_a/M_i$ ($Z \cdot e$ = Ladung des Ions, M_i = Masse des Ions) ist proportional zum Verhältnis Ze/M_i und zu E_a. Eine erstrebenswerte Vergrößerung der Beschleunigung stößt bei konventionellen Beschleunigern auf das Problem, die Feldstärke zu erhöhen. Die Grenze der technisch realisierbaren Feldstärke liegt heute bei etwa 5 MV/m.

Das Prinzip des kollektiven Ionenbeschleunigers beruht nun darauf, die Beschleunigung b durch Erhöhung des effektiven Ladung- zu Masse-Verhältnisses der zu beschleunigenden Teilchen zu verbessern. Man macht Gebrauch davon, daß das Verhältnis e/m_e für Elektronen um Größenordnungen größer ist als das von Ionen. Bettet man in ein hinreichend dichtes Elektronenensemble von N_e Elektronen N_i Ionen ein mit $ZN_i \ll N_e$, so ist die Beschleunigung dieses Ensembles in einem elektrischen Felde E_a gegeben durch

$$b = \frac{eN_e}{N_iM_i + N_em_e\gamma} \cdot E_a \qquad (1)$$

(Hierbei ist angenommen, daß die Geschwindigkeit in Richtung des beschleunigenden Feldes klein gegen c ist, während in den Richtungen quer dazu die Geschwindigkeit der Elektronen im Mittel $c(1-\gamma^{-2})^{1/2}$ beträgt.)

Für $N_iM_i \ll N_e\gamma m_e$ wird für die Beschleunigung der Ionen jetzt das Verhältnis $e/\gamma m_e$ wichtig, das bei $\gamma \simeq 30$ etwa 60mal größer ist als das Verhältnis Ze/M_i bei direkter Beschleunigung im Feld E_a. Im Fall $N_iM_i \gg N_e\gamma m_e$ ergibt sich für das Verhältnis von Ladung zu Masse: eN_e/N_iM_i. Auch dieser Fall bringt bei den vorgesehenen Beladungszahlen eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung.

Um das Ensemble aus Elektronen und Ionen stabil zusammenzuhalten, hat Veksler [1] die Elektronenringkonfiguration vorgeschlagen. In einem Ring sich parallel bewegender Elektronen wird die elektrische Abstoßung der Elektronenladungen durch die anziehende Kraft der von den Elektronen er-

[1] V.I.Veksler, Atomnaja Energija, N5 (1957)
Soviet Journal of Atomic Energy 2, 525 (1957)

zeugten Ströme, die um den Faktor $(1-1/\gamma^2)$ kleiner ist als die Abstoßung, bei relativistischer Strahlgeschwindigkeit nahezu kompensiert. Die restliche Elektronenabstoßung kann durch einige hinzugefügte Ionen, die in der Potentialmulde der Elektronen gefangen sind, kompensiert werden. Die Ionen, die beschleunigt werden sollen, sorgen so gleichzeitig für die Fokussierung der Elektronen. Diese kann aber auch durch geeignete äußere elektrische oder magnetische Felder oder durch vom Ring induzierte sogenannte Bildfelder erreicht werden.

Die Beschleunigung des Ringes erfolgt parallel zu dem Magnetfeld, das den Elektronenstrahl zum Ringe biegt, und zwar entweder durch ein elektrisches Feld oder durch ein divergierendes Magnetfeld. Die Größe der auf das Elektronen-Ionen-Ensemble tatsächlich anwendbaren Beschleunigungsfelder hängt von der "Haltekraft" (holding power) ab, mit der die Ionen an den Elektronenring gebunden sind. Die Haltekraft E_H des Ringes hängt ihrerseits eng mit dem maximalen inneren elektrischen Feld E_{max} des Ringes zusammen: $E_H = \eta E_{max}$, wobei der Faktor η = 0.2 bis 0.8 ist und im einzelnen von dem speziellen Elektronen-Ionen Gleichgewicht abhängt [2].

Das Maximum des inneren Feldes ist für eine Gauß-Verteilung der Elektronendichte gegeben durch

$$E_{max} = -0{,}64\ eN_e/(4\pi^2\varepsilon_o R\cdot a) \qquad (2)$$

Hier ist a der "kleine" Radius, bei dem die Dichte auf $1/e$ ihres Maximums abgefallen ist. Die Formel gilt für die gradlinige Näherung an einen kreisförmigen schlanken Strahl. Um hohe Werte von E_{max} zu erreichen, bildet man die Ringe in einem relativ schwachen Magnetfeld, so daß der Ringradius R groß ist, und komprimiert dann den Ring adiabatisch im zeitlich anwachsenden Magnetfeld, wobei R und a kleiner werden. Feldstärkewerte von $E_{max} \simeq$ 15 MV/m sind im komprimierten Zustand der Elektronenringe bereits erreicht worden und Werte zwischen 50 und 100 MV/m erscheinen möglich, wie theoretische Überlegungen zu den begrenzenden Instabilitäten zeigen.

Wird der Ring zu stark beschleunigt, gehen die Ionen verloren. Das Beschleunigungsproblem ist also verlagert worden von der Erzeugung äußerer Felder auf die Erzeugung möglichst großer innerer Felder im Elektronenring. Wenn

---

[2] I.Hofmann, Proc.9th Int.Conf.on High Energy Accelerators, May 5-7, 1974 Stanford, Cal./USA, p. 245

es gelingt, Elektronenringe mit inneren Feldstärken zu bilden, die deutlich höher sind als mögliche äußere Felder, kann der Elektronenring-Beschleuniger Vorteile bringen.

Zur Beschleunigung bis zu Ionenenergien von etwa 10 MeV/Nukleon, wie sie zunächst angestrebt werden, genügt ein schwach divergierendes Magnetfeld. Im divergierenden Magnetfeld mit der radialen Komponente B_r hat die auf die rotierenden Elektronen wirkende Lorentzkraft eine axiale Komponente $K = ev_\phi \cdot B_r$ (v_ϕ azimutale Geschwindigkeit der Elektronen, wobei gilt: $\gamma = (1-v_\phi^2/c^2)^{-1/2}$), die den Elektronenring längs der Hauptkomponente des Magnetfeldes in z-Richtung beschleunigt. Hierbei geht Rotationsenergie der Elektronen in axiale Energie über. Während das B_z-Feld typisch etwa 2 Tesla beträgt, ist $B_r = (10^{-4}$ bis $10^{-3}) \cdot B_z$. Die obere Grenze für B_r ist bestimmt durch die Haltekraft des Ringes

$$B_r \cdot v_\phi < E_{max} \cdot \eta \left[\frac{ZN_i}{N_e} + \frac{\gamma m_e}{M_i} \right] \qquad (3)$$

Die erreichbare Beschleunigung ist praktisch dieselbe wie im oben betrachteten Falle der elektrischen Beschleunigung.

Vorteile bietet der Elektronenring-Beschleuniger auch für die Erzeugung der Ionen. Ein Hauptproblem bei den konventionellen Beschleunigern sind die Ionenquellen und das Verfahren, einen hohen Ionisierungsgrad der schweren Ionen zu erreichen. Dazu kommt noch die Schwierigkeit, daß verschieden ionisierte Ionen unterschiedlich beschleunigt werden. Demgegenüber werden beim Elektronenring-Beschleuniger alle Ionen, die im Ring bleiben, unabhängig von ihrem Ladungszustand beschleunigt. Außerdem entfällt eine Ionenquelle herkömmlicher Art. Die relativistischen Ringelektronen erzeugen die Ionen im Ring durch Stoßionisation aus einem neutralen Gas der gewünschten Ionensorte. Der gewünschte Ionisationszustand kann durch Variation des Zeitintervalls zwischen Beladung und Beschleunigung bestimmt werden. Allerdings muß, damit während dieser Ionisierungszeit nicht fortlaufend neue Ionen eingefangen werden, der Ring in einen sogenannten "Wartesaal" überführt werden, in dem Vakuumbedingungen herrschen, die denen von Speicherringen vergleichbar sind.

Eine Grenze für die Teilchenzahl im Ring wird für die Zeit vor der Ionenbeladung durch die abstoßenden Kräfte der Elektronen gesetzt. Diese dürfen nicht größer werden als die fokussierenden Kräfte des äußeren Feldes, welches in axialer und radialer Richtung fokussierend wirkt, wenn für den Feldindex $n = -R/B_z \cdot (\delta B_z/\delta R)$ gilt: $0<n<1$. Für die Bedingungen zur Zeit der Ringbildung $n = 0{,}5$, $R \simeq 0{,}20$ m, $a = 0{,}01$ m, $\gamma = 5$ wird die fokussierende Kraft durch die abstoßende Kraft gerade bei $N_e = 3{,}5 \cdot 10^{13}$ aufgehoben [3]. Diese Grenze wirkt sich also bei den geplanten Experimenten mit $N_e \simeq 5 \cdot 10^{12}$ noch nicht aus.

Beschränkend vor allem für die kleinen Dimensionen des Ringes können sich Resonanzen auswirken, die der Ring während der Kompression durchläuft. Es handelt sich hier um Resonanzen der radialen und axialen Betatronschwingungen mit den Kreisfrequenzen $\omega_o \nu_r = \omega_o \sqrt{1-n}$ und $\omega_o \nu_z = \omega_o \sqrt{n}$. Resonanzen treten auf, wenn mit ganzzahligen k, l, m folgende Bedingung erfüllt ist:

$$k\nu_r + l\nu_z = m \tag{4}$$

Sie sind im allgemeinen um so bedrohlicher, je kleiner die ganzen Zahlen sind. Um ein Aufweiten der kleinen Ringdimensionen zu vermeiden, ist man bestrebt, sowohl Resonanzstellen schnell zu durchlaufen, als auch Störungen im äußeren Feld zu vermeiden, die die Resonanzen mit $m \neq 0$ auslösen können. ($\omega_o = v_\phi/R$: Umlaufskreisfrequenz der rel. Elektronen)

Zur stärksten Begrenzung der Ringqualität führen jedoch kollektive Instabilitäten, also diejenigen, bei denen die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen des Ringes wesentlich sind. In einem fokussierenden Magnetfeld ($0<n<1$) nimmt die Umlaufsfrequenz der relativistischen Elektronen mit steigender Energie ab. Diese Eigenschaft führt wegen der elektrischen Wechselwirkung zu einer longitudinalen Instabilität, der "negative mass"-Instabilität, [4] für die m-te azimutale Mode, falls

$$N_e > \frac{\gamma R(\Delta E/E)^2}{2r_o \left| Z_m/mZ_o \right|} \tag{5}$$

ist. Die Stabilitätsgrenze hängt bei gegebener Teilchenzahl N_e ab vom Quadrat der Energiestreuung $(\Delta E/E)^2$ und von $|Z_m/mZ_o|$, der Kopplungsimpedanz

---

[3] P.Merkel, MPI f.Plasmaphysik, Garching, Bericht IPP 0/4 (März 1971)

[4] C.E.Nielsen, A.M.Sessler, K.R.Symon, Int.Conf.on High Energy Accelerators, CERN 1959, Geneva, p.115

Z_m aller Moden m bezogen auf die Vakuumimpedanz Z_o. Die Z_m hängen von der Lage und der Leitfähigkeit benachbarter Leiter ab. Es scheint schwierig zu sein, Werte $|Z_m/mZ_o| < 0{,}2$ zu erreichen. Die für Stabilität nötige Energiestreuung $\Delta E/E$ erzwingt eine untere Grenze für die kleine radiale Ringdimension, da $2a \gtrsim R\Delta E/E$ ist. Damit folgt eine obere Grenze für die Haltekraft aus der Beziehung [5]

$$E_H \simeq \frac{8{,}2 \cdot B}{\eta(1+b/a)} \text{ MV/m mit } B \text{ in kG;}$$

b/a ist das Verhältnis von axialen zu radialen kleinen Halbachsen; η liegt zwischen 0,2 - 0,8 und hängt von der Verteilungsfunktion der Teilchen ab.

Eine zweite kollektive Instabilität, die sich als gefährlich herausgestellt hat, ist die transversale Ionen-Elektronen-Instabilität [6]. Der Elektronenring kann zu einer kohärenten Bewegung angeregt werden, bei der dieser als Ganzes radial um den Gleichgewichtsradius präzediert. Stimmt die Präzessionsfrequenz mit der Schwingungsfrequenz der Ionen im Potentialtopf der Elektronen überein, so führt diese resonante Situation zu einer Instabilität. Diese Instabilität kann ebenfalls durch eine longitudinale Energiestreuung der Elektronen unterdrückt werden. Auch hier ergibt sich eine Begrenzung der inneren Ringfeldstärke

Resonanzen und Instabilitäten werden ausführlich im Abschnitt 2.4 beschrieben.

TABELLE I

Axiales Magnetfeld	B_z (kG)	20
Zahl der Ringelektronen	N_e	$5 \cdot 10^{12}$
Großer Ringradius	R (cm)	2,7
Kleiner Ringradius	a (cm)	0,3
Kin.Energie der Elektronen	E (MeV)	15
Rel.Massenfaktor	γ	31
Dichte der Ringelektronen	n_e (cm^{-3})	$1{,}04 \cdot 10^{12}$
Elektronenflußdichte	$F=n_e \cdot c$ ($cm^{-2}s^{-1}$)	$3{,}13 \cdot 10^{22}$
Potentialdifferenz	V (kV)	4,6
Maximale Feldstärke	E_{max} (MV/m)	16
Haltekraft	E_H (MV/m)	8
Energieabklingzeit durch Synchrotronstrahlung	τ_{syn} (ms)	50
Zulässige Ionisationszeit	$0{,}2\ \tau_{syn}$ (ms)	10

[5] D.Möhl, L.J. Laslett, A.M.Sessler, Part.Acc.Vol.4, 159 (1973)

[6] W.Dommaschk, IPP-Report 0/19 (1973)

Die Tabelle I faßt einige Ringdaten zusammen und zwar Werte, die in komprimierten Ringen schon in Kompressor I und in Schuko erreicht wurden. Mit einer Reduktion der Kopplungsimpedanz Z_m und einer Erhöhung der Energiestreuung $\Delta E/E$ der Elektronen sollte sich die Haltekraft noch gut um einen Faktor 2 erhöhen lassen. Unter dieser Voraussetzung würde ein 30 m langes System die auf S.8 dargestellten Energien und Ionenintensitäten verwirklichen können. τ_{syn} ist die Energieabklingzeit aufgrund der Synchrotronstrahlung der Ringelektronen, und $0{,}2 \cdot \tau_{syn} = \tau_{ion}$ ist ein Schätzwert für die Zeit, die dem Ring im Wartesaal für die Ionisation zur Verfügung gestellt werden kann, ohne daß der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung schon Gegenmaßnahmen erfordert.

Die Tabelle II (siehe folgende Seite) enthält für die Edelgasionen He, Ne, Ar, Xe als Beispiele Angaben über Ionenflüsse bei verschiedenen Ringbeladungen. In Zeile 1 steht die Zeit, die zur vollen Ionisierung benötigt wird [7], in Zeile 2 die in der Zeit $t = 0{,}2\ \tau_{syn}$ erreichte Ionisationsstufe. Zeile 3 enthält die Zahl der Ionen im Ring bei verschiedenen Ladungsverhältnissen. Zeile 4 gibt die momentanen Ionenflüsse bei 10 MeV/Nukleon für die zwei verschiedenen Ladungsverhältnisse der Zeile 3. Die hohen Ionenflüsse ergeben sich aus den kurzen Pulszeiten, die bei 10 MeV/Nukleon nur 0,15 ns betragen. In Zeile 5 stehen die Ionenflüsse bei einer Repetitionsfrequenz von 10 Hz und verschiedenen Ladungsverhältnissen. In Zeile 6 steht der Energiegewinn pro m und Nukleon und in Zeile 7 die Länge eines Beschleunigers für 10 MeV/Nukleon. Zeile 8 enthält die Energiestreuung $\Delta E/E = 2\sqrt{Z \cdot V/(A \cdot E)}$ der Ionen nach Beschleunigung auf E = 10 MeV/Nukleon. (V = Potentialtiefe im Elektronenring, A = Massenzahl).

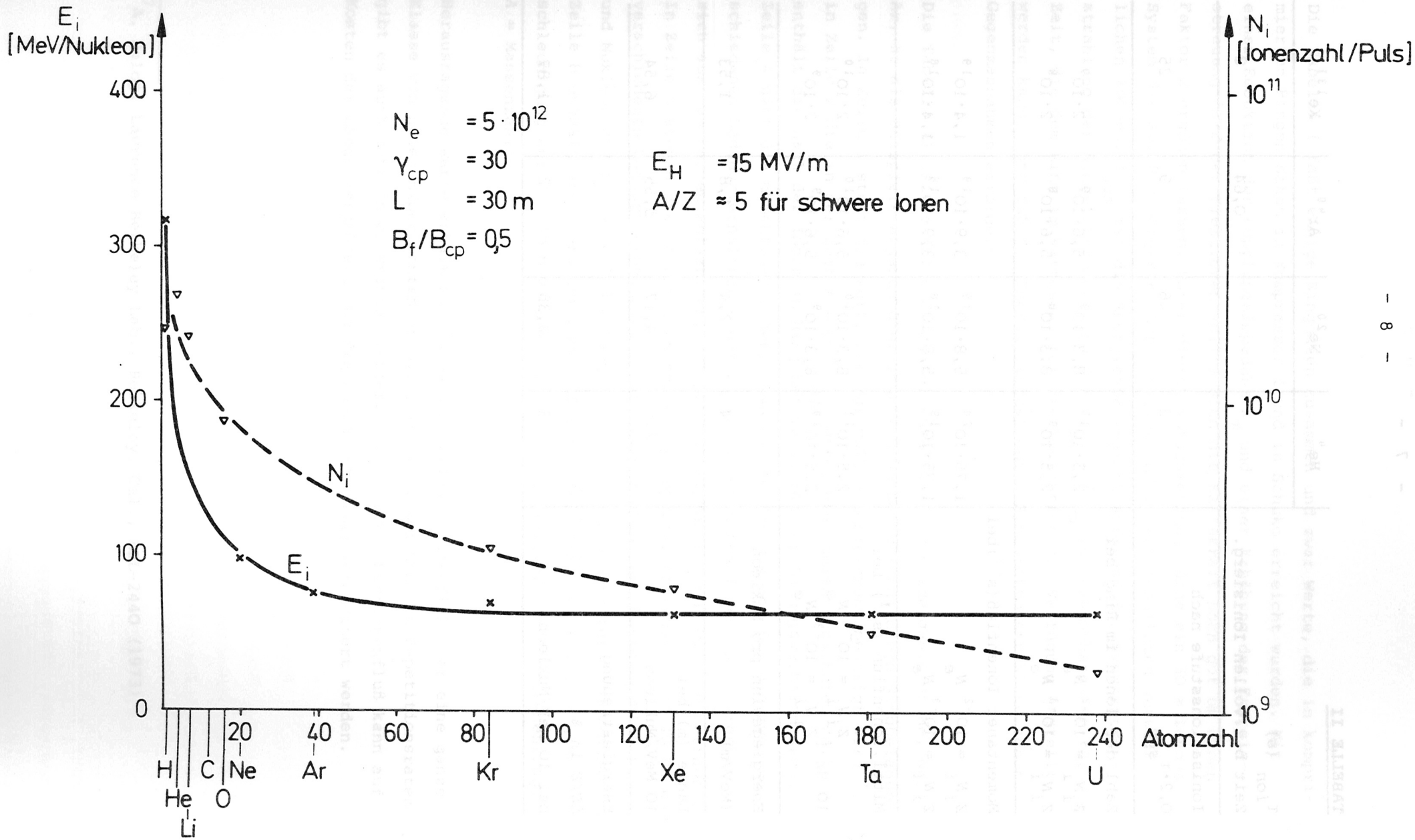
Herausragende Werte erhält man für den momentanen Ionenfluß, der eine ganze Klasse von neuen Experimenten ermöglichen kann. Bei höheren Repetitionsraten gibt es auch sehr interessante mittlere Ionenflüsse. Der Ionenfluß kann auf Kosten der Länge vergrößert und die Energiestreuung verkleinert werden.

---

[7] A. Salop, Lawrence Berkeley Lab., Berkeley, Cal., LBL-2440 (1973)

TABELLE II

	He^4	Ne^{20}	Ar^{40}	Xe^{131}
τ_{ion} (s) Zeit b.z.vollen Ionisierg.			0,64	8
Ionisationsstufe nach $0{,}2 \cdot \tau_{syn}$	2	~6	9	25
Zahl der Ionen im Ring bei				
$Z_i N_i = 10^{-2} N_e$	$2{,}5 \cdot 10^{10}$	$8{,}3 \cdot 10^{9}$	$5{,}6 \cdot 10^{9}$	$2 \cdot 10^{9}$
$Z_i N_i = 10^{-3} N_e$	$2{,}5 \cdot 10^{9}$	$8{,}3 \cdot 10^{8}$	$5{,}6 \cdot 10^{8}$	$2 \cdot 10^{8}$
Momentaner Ionenfluß (s^{-1}) bei				
$Z_i N_i = 10^{-2} N_e$	$1{,}75 \cdot 10^{20}$	$5{,}8 \cdot 10^{19}$	$3{,}9 \cdot 10^{19}$	$1{,}4 \cdot 10^{19}$
$Z_i N_i = 10^{-3} N_e$	$1{,}75 \cdot 10^{19}$	$5{,}8 \cdot 10^{18}$	$3{,}9 \cdot 10^{18}$	$1{,}4 \cdot 10^{18}$
Mittl. Ionenfluß (s^{-1}) bei				
10 Hz $Z_i N_i = 10^{-2} N_e$	$2{,}5 \cdot 10^{11}$	$8{,}3 \cdot 10^{10}$	$5{,}6 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$
10 Hz $Z_i N_i = 10^{-3} N_e$	$2{,}5 \cdot 10^{10}$	$8{,}3 \cdot 10^{9}$	$5{,}6 \cdot 10^{9}$	$2 \cdot 10^{9}$
Energiegewinn pro Nukleon (MeV/m)	4	2,4	1,8	1,53
Länge (m) bei 10 MeV/Nukleon	2,5	4,17	5,55	6,54
Energiestreuung $\Delta E/E$ in % bei 10 MeV/Nukleon	3	2,35	2	1,87


E_i [MeV/Nukleon]
N_i [Ionenzahl/Puls]
$N_e = 5 \cdot 10^{12}$
$\gamma_{cp} = 30$
$L = 30$ m
$B_f/B_{cp} = 0{,}5$
$E_H = 15$ MV/m
$A/Z \approx 5$ für schwere Ionen
N_i
E_i
400
300
200
100
0
10^{11}
10^{10}
10^{9}
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
Atomzahl
H
He
Li
C
O
Ne
Ar
Kr
Xe
Ta
U

1.2 Anwendungsgebiete eines kollektiven Schwerionenbeschleunigers[8]

Hier sind insbesondere Anwendungen ins Auge gefaßt, denen die speziellen Strahleigenschaften des Elektronenring-Beschleunigers genügen.

In der Strahlentherapie bieten leichte Ionen Vorteile gegenüber *e*- oder γ-Strahlung. Hierfür sind Energien um 200 MeV für Protonen und rund 150 MeV/Nukleon für Helium nötig. Die für eine Bestrahlungsfläche von ca. 20 cm^2 erforderliche Gesamtdosis von etwa 5 kRad entspricht einer Protonenzahl von $5 \cdot 10^{11}$. Bei der meist vorzunehmenden Dosisfraktionierung von 5-10 Bestrahlungen ergibt dies eine Bestrahlungszeit von wenigen Sekunden bei einer Repetitionsfrequenz von nur 1 Hz. Die Energiestreuung von 1% ist tolerabel, da die Reichweitenstreuung von Protonen etwa 3% beträgt. Die Winkelstreuung von max. 12 mrad verursacht eine Strahlverbreiterung auf 100 mm Bestrahlungstiefe von 1,2 mm. Bei Bestrahlungsfeldern von 50 mm Ø ist die Aufweitung 2,5% und sicher tolerabel.

In der Festkörperforschung sind es die Gebiete Halbleitertechnik, Optik und Metallurgie. In der Halbleitertechnik will man die Stromkanäle in tiefere Lagen verlegen, damit man frei wird von Oberflächeneffekten. Zwar gelingt dies bereits durch "Channeling", aber für die Massenfertigung stehen die dafür notwendigen Kristallqualitäten nicht zur Verfügung. Z.Zt. liegt das Interesse bei Ionenenergien bis zu 10 MeV. Wenn Ionen höherer Energien (50 MeV/Nukleon) zur Verfügung stünden, könnte man Datenspeicher mit mehreren Schichten für hohe Speicherkapazitäten erzeugen. Die geforderten Dosen liegen bei 10^{11}-10^{16} Ionen/cm^2. Die Implantationszeiten liegen aus thermischen Gründen bei 10 min/Target. Dies ergibt für Targets von ca. 60 cm^2 einen Strom von 10^{10}-10^{15} Ionen/s. Ein weiteres Anwendungsgebiet liegt in der Herstellung von integrierter Optik für die Nachrichtenübermittlung. Durch Beschuß mit schweren Ionen kann bei den Ankopplungsstellen der Lichtleiter an die Halbleiter der Brechungsindex beeinflußt werden. In der Metallurgie hat man das Problem der Strahlungsschäden durch Neutronen, die mit schweren Ionen in um Größenordnungen kürzeren Zeiten simuliert werden können. Ein zweites Problem ist die Veränderung der Materialeigenschaften durch Ionenimplantation. Auch hier ist es wichtig, in tiefere Schichten vorzudringen, um von Oberflächeneffekten und dem Abtragen der produzierten Schichten durch Sputtering freizukommen.

---

[8] Report of the adhoc panel on heavy ion facilities, AEC-Report No.COO-3368-4 (1974)

Nachstehende Tabelle enthält einige Werte für die Eindringtiefen in cm von Ionen mit 60 MeV/Nukleon, einer Energie, die den Daten der S.8 entspricht.

Ion \ Target	Al 13	Si 14	Cu 29	Ge 32	Nb 41
$^{11}_{5}B$	0,63	0,78	0,23	0,41	0,27
$^{31}_{15}P$	0,21	0,26	0,075	0,13	0,087
$^{69}_{31}Ga$	0,14	0,17	0,047	0,081	0,054
$^{75}_{33}As$	0,13	0,16	0,046	0,080	0,053
$^{93}_{41}Nb$	0,11	0,14	0,041	0,07	0,047

Die Herstellung von stabilen Filtern mittels Ätzung von Schwerionenspuren ausreichend hoher Energie ist von Interesse in der Biologie, Lebensmittelchemie und der Chemie großer Moleküle. Lochdurchmesser von 50 Å bis zu einigen µm sind möglich.

In der Kern- und Atomphysik ist der Kollektiv-Beschleuniger auf Experimente beschränkt, bei denen keine extrem gute Energieschärfe verlangt wird. Dies ist der Fall für alle Reaktionen, die über Compoundkerne oder in relativ dicken Targets verlaufen. Natürlich kann durch Selektion die Energieschärfe und die Emittanz verbessert werden.

1.3 Bisherige Ergebnisse

Die Experimente zur kollektiven Beschleunigung von Ionen wurden in Garching im Jahr 1969 aufgenommen. In der ersten Anordnung Kompressor I [9] konnten Elektronenringe gebildet und mit Hilfe mehrerer gepulster Spulen komprimiert werden. Besonders eingehend wurde das Verhalten des Ringes beim Kreuzen von Betatron-Resonanzstellen untersucht [10]. Es zeigte sich, daß Feldstörungen, insbesondere die, die von der Einschußschnauze herrühren, genügend klein gehalten werden konnten, so daß die Resonanzen, die von äußeren Feldstörungen abhängen (siehe 2.4) nicht wirksam wurden. Dagegen traten Elektronenverluste auf beim Kreuzen der Walkinshaw-Resonanz, da die Kopplungskonstante nicht genügend klein war.

Mit dem auch jetzt noch verwendeten verbesserten Einschußsystem konnten regelmäßig Ringe gebildet werden mit $N_e \sim 5 \cdot 10^{12}$ am Ende der Kompression [11] und einer Haltekraft von etwa 8 MV/m. Die Lebensdauer der Ringe war in diesem Experiment nur beschränkt durch die Abklingzeit des Magnetfeldes ($\sim$400 µs). Es gab keine Hinweise dafür, daß diese Zeiten nicht auf viele Millisekunden verlängert werden könnten.

Im Kompressor I konnten auch Wert und Grenzen verschiedener Diagnostikmethoden geprüft werden. Dabei zeigten sich vor allem die Grenzen der Anwendung der Faraday-Becher-Messung und der besondere Wert der Messung des magnetischen Eigenfeldes und der Synchrotronstrahlung.

Im Experiment "Unkompressor" [12,16], in dem Ringe im statischen Feld gebildet, aber nicht komprimiert wurden, konnte der Einfluß von Wänden in der Nähe des Ringes während der Ringbildung und danach untersucht werden. Ohne azimutal leitende Seitenwände war der Ring negative-mass-instabil und strahlte schon während der Ringbildung einen großen Teil seiner Energie in kohärenter Synchrotronstrahlung ab. Verbunden mit der Energiestrahlung war eine große radiale Ringaufweitung. Durch Seitenplatten in der Nähe des Ringes mit Oberflächenwiderständen bis zu $\sim$ 3 Ω konnte die Abstrahlung und Ringaufweitung vermieden werden. Seitenplatten mit $\sim$ 15 Ω dagegen führten zu einer Verminderung der Strahlqualität.

---

[9] A.Schlüter, Proc.8th Int.Conf.High Energy Accelerators, CERN 1971, p.403

[10] C.Andelfinger, W.Herrmann, A.U.Luccio, M.Ulrich, MPI f.Plasmaphysik, 8046 Garching, Report IPP 0/8 (Sept.1971)

[11] C.Andelfinger, Part.Accelerators 5, 105 (1973)

[12] J.Fink, W.Herrmann, W.Ott, J.M.Peterson, 9th Int.Conf.High Energy Accelerators, Stanford 1974, p.223

Das schnelle Kompressionsexperiment Schuko [13] wurde vor allem geplant, um den Nachweis zu führen, daß die kollektive Beschleunigung von Ionen möglich ist. In diesem Experiment wurden hauptsächlich kollektive Instabilitäten und die Beschleunigung von unbeladenen Elektronenringen untersucht und schließlich der Nachweis erbracht, daß leichte Ionen erfolgreich mit den Elektronenringen beschleunigt werden konnten.

Das Magnetfeld zur Kompression der Elektronenringe und zu ihrer Beschleunigung im divergenten Magnetfeld wird in Schuko von einer einwindigen axial ausgedehnten Spule erzeugt [13]. Die kleine Spuleninduktivität (von 100 nH) erlaubt eine sehr schnelle Ringkompression von anfänglich etwa 0,2 cm pro Elektronen-Umlauf. Damit werden alle gefährlichen Einzelteilchen-Resonanzen, die zu einer Vergrößerung der kleinen Ringdimensionen führen könnten, sehr schnell innerhalb der ersten 100 ns gekreuzt, so daß sie keinen nennenswerten Einfluß auf den Ring haben. Der Ring wird in etwa 10 µs komprimiert von etwa R = 14 cm auf 2,3 cm. Er enthält $(5\pm2)\cdot10^{12}$ Elektronen.

Nachdem der Ring durch Stoßionisation des eingefüllten Gases (oder auch des Restgases) mit Ionen beladen ist, wird er von der Kompressionsebene zum Beschleunigungsteil geschoben. Dieser Übergang erfolgt durch eine zusätzliche kleine einwindige Spule ("blow coil"), die den Ring bei nahezu konstantem großen Radius in axialer Richtung über etwa 15 cm zum Überlaufpunkt ("spill out") "bläst". Der Elektronenring wird dann in z-Richtung beschleunigt mit einer radialen Magnetfeldkomponente B_r von nur wenigen Gauß, die hauptsächlich von einer geringen radialen Divergenz der Spuleninnenfläche erzeugt wird. Zur Änderung der radialen Magnetfeldkomponente können geeignet geformte axial-symmetrische gut leitfähige Körper innerhalb oder außerhalb des Elektronenringes angebracht werden.

Ein wesentlicher Anteil der Experimente befaßte sich mit der Untersuchung und der Bekämpfung einer radialen kollektiven Instabilität, bei der der Ring als Ganzes mit der Frequenz S_k um die Magnetfeldachse präzediert. In der Näherung, in der man die Wechselwirkungen vernachlässigt, hängt S_k mit der radialen Betatronfrequenz zusammen durch $S_k = \omega_o(1-\nu_r)$, wobei $\nu_r = \sqrt{1-n}$. Im nahezu homogenen Feld $(0<n<<1)$ kann S_k so klein werden, daß eine

[13] U.Schumacher, MPI f.Plasmaphysik, Garching, Bericht IPP 0/10 (März 1972)

Instabilität durch Resonanz mit den Ionen-Schwingungen eintritt (Koshkarev und Zenkevich [14]). Sie kann dann auch verhältnismäßig leicht durch äußere Störfelder angeregt werden. Über die experimentellen Untersuchungen dieser kollektiven Instabilität und ihre Unterdrückung wurde berichtet [15].

Die in der Kompressionsebene stabilen Elektronenringe konnten durch Einschalten der blow coil nur dann über den Überlaufpunkt gebracht werden, wenn die axiale Fokussierung des Ringes durch Influenz von elektrischen Bildfeldern auf einem Zylinder mit anisotroper Leitfähigkeit erhöht worden war [15, 2]. Ohne einen derartigen Zylinder wurde der Ring zerstört, bevor er den Überlaufpunkt zur Beschleunigungsstrecke erreicht hatte. Um den Ring axial allein durch Ionen zu fokussieren, wäre in diesem Fall eine zu hohe Ionenbeladung nötig gewesen, die zu einer Ionen-Elektronen-Instabilität geführt hätte.

Als Zylinder mit anisotroper Leitfähigkeit wird vor allem der sogenannte "squirrel cage" verwendet, der aus axial gerichteten Kupferstreifen besteht und sich durch die ganze Spule erstreckt (bei einem Radius von 1,6 cm).

Das Verhalten der beschleunigten Ringe wurde mit verschiedenen Diagnostikverfahren untersucht. In Abb.1 sind die verwendeten Diagnostikelemente schematisch aufgezeichnet.

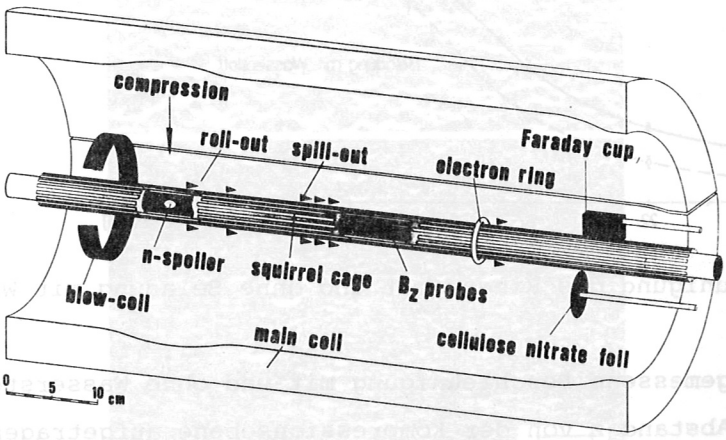


Abb.1 Die Kompressionsspule mit dem Zylinder zur axialen zusätzlichen Fokussierung und den verschiedenen Diagnostikmethoden

[14] D.G.Koshkarev und P.R.Zenkevich, Part.Accelerators 3, (1972) p.1

[15] C.Andelfinger, W.Dommaschk, I.Hofmann, P.Merkel, U.Schumacher, M.Ulrich, Proc. 9th Int.Conf.on High Energy Accelerators, Stanford, (1974) p.218

Magnetfeldsonden messen das $\dot{B}_z$ des vorbeilaufenden Ringes. Am Ende der Beschleunigungsstrecke sammelt ein Faraday-Becher die Elektronen und gestattet damit die Bestimmung der Elektronenzahl und der axialen Ringbreite am Ende der Beschleunigung. Die Geschwindigkeit des Elektronenringes und seine Beschleunigung werden aus den Flugzeiten zwischen drei magnetischen Sonden und aus der Form der Sondensignale erhalten. Das Sondentripel (s.Abb.1) kann dabei an verschiedene axiale Positionen geschoben werden. Aus der axialen Geschwindigkeit und der Form des Faraday-Signals findet man eine axiale Halbwertsbreite des beschleunigten Elektronenringes von weniger als 1 cm, woraus sich ergibt, daß die Ringe als kohärente Gebilde beschleunigt werden.

Wurden die Ringe mit Ionen beladen, so ergab sich, daß ihre Beschleunigung vom Gasdruck des ins Vakuumgefäß gefüllten Gases Wasserstoff oder Helium abhing [16, 17], und zwar war sie proportional zu

$$\left(1 + \frac{M_i}{m_e \gamma} \frac{N_i}{N_e}\right)^{-1} \qquad (6)$$

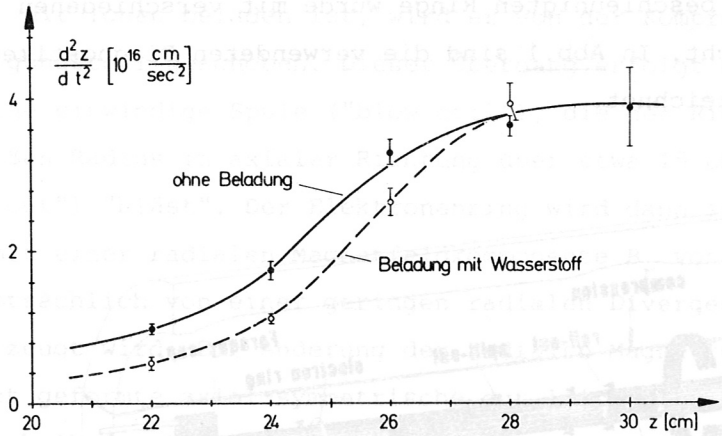


Abb.2 Die Beschleunigung des Ringes mit und ohne Beladung mit Wasserstoff

In Abb.2 ist die gemessene Beschleunigung mit und ohne Wasserstoff-Beladung über dem axialen Abstand z von der Kompressionsebene aufgetragen. Die Haltekraft der Elektronenringe wird, da die Kraft monoton entlang der Beschleu-

[16] C.Andelfinger, W.Dommaschk, J.Fink, R.Griek, W.Herrmann, I.Hofmann, D.Jacobi, P.Merkel, W.Ott, A.Schlüter, U.Schumacher, M.Ulrich, IV.All-Union Nat.Conf.on Part.Accelerators, Moscow, Nov.1974, Proc.to be publ.

[17] U.Schumacher, C.Andelfinger, M.Ulrich, Proc.1975 Part.Accelerator Conf. March 1975, Washington DC/USA

nigungsstrecke wächst, aus dem Beschleunigungswert bestimmt, bei dem die Ringträgheit mit und ohne Beladung noch als verschieden festgestellt werden kann. Für $z \geq 30$ cm ist die Trägheit des Ringes gleich der des reinen Elektronenringes. Die bei $z \approx 28$ cm bestimmte Haltekraft der Elektronenringe beträgt 3 bis 4 MV/m und ist nicht ausreichend, um die Ionen über die ganze Beschleunigungslänge an den Elektronenring zu binden.

Die kollektiv beschleunigten He-Ionen wurden darüberhinaus auch durch eine Kernspur-Methode [18] mit dünnen Zellulosenitrat-Folien nachgewiesen. Die Spuren können nur sichtbar gemacht werden, wenn die Energie der He-Ionen größer als etwa 200 keV ist. Sie werden durch Wasserstoff-Ionen oder Elektronen nicht erzeugt. Die Abb.3 gibt ein Elektronenrastermikroskop-Bild einer Folienfläche, die mit kollektiv beschleunigten He-Ionen beschossen wurde (oben) und - zum Vergleich - eine nur vom Elektronenring getroffene (unten). Jeder Krater im oberen Bildteil hat einen Durchmesser von 1 µm und entspricht einem He-Ion, das auf die Folie prallte. Die Gesamtzahl der pro Puls beschleunigten He-Ionen ist mindestens 10^8, was eine praktisch vollständige Bedeckung der Oberfläche mit Kratern bedeutet.

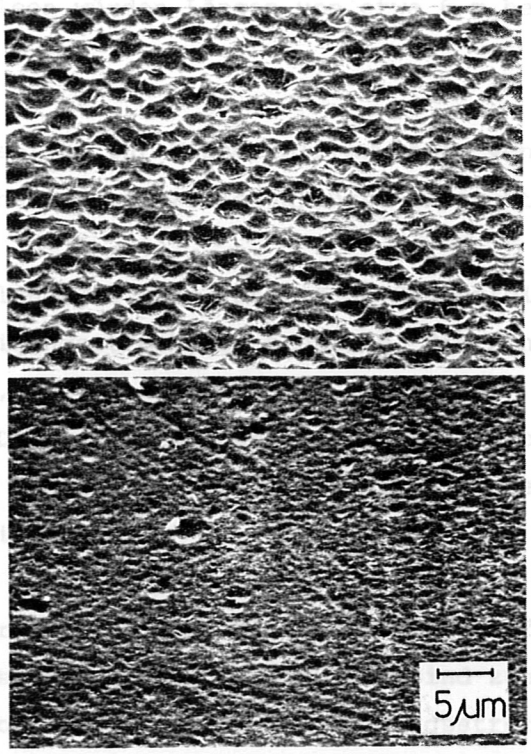


Abb.3 Mit kollektiv beschleunigten He-Ionen beschossene Zellulosenitrat-Folie (oben) und nur von unbeladenem Elektronenring getroffene Folie (unten)

[18] H.G.Paretzke, Ges.f.Strahlen- u.Umweltforschung München, Report GSF-Bericht S 138 (Mai 1971)

Beide Methoden zeigen unabhängig voneinander, daß die kollektive Beschleunigung von Wasserstoff- und Heliumionen in relativistischen Elektronenringen gelungen ist.

1.4 Zielsetzung und Anforderungen

Nachdem im Experiment Schuko gezeigt werden konnte, daß kollektive Beschleunigung von Ionen mit Hilfe relativistischer Elektronenringe möglich ist, soll die kollektive Beschleunigung zu höheren Energien jetzt in einer Anordnung nachgewiesen werden, die als Vorstufe eines Schwerionenbeschleunigers angesehen werden kann. Die Anordnung soll folgende drei Merkmale haben:

1. Die relativistischen Ringelektronen sollen in einem Wartesaal, der zwischen dem Kompressionsbereich mit dem Beladungsgebiet und der Beschleunigungsstrecke liegt, Zeit haben, die eingefangenen schweren Ionen in höhere Ionisationsstufen zu bringen. Die Zeiten, die für 25-fache Ionisierung von Xe benötigt werden, liegen bei den Ringdaten der Tabelle I in Abschnitt 1.1 bei etwa 0,01 s.

2. Die Beschleunigungsstrecke muß einfach zu verlängern sein, damit höhere Energien erreicht werden können. Für den interessanten Energiebereich von 10 MeV/Nukleon würden Längen von etwa 6 m benötigt.

3. Die Anordnung sollte für Wiederholfrequenzen von 10 - 100 Hz geeignet sein, damit höhere mittlere Ionenflüsse erreicht werden.

Alle drei Punkte legen es nahe, statische Magnetfelder für den Wartessal und die Beschleunigungsstrecke zu benutzen. Die schnelle Kompression in gepulsten Feldern, die sich bisher als vorteilhaft erwiesen hat, soll beibehalten werden. Das vorgeschlagene Experiment verbindet daher die schnelle Kompression in gepulsten Feldern mit einem Wartessal und einem statischen Beschleunigungsfeld.

Höhere Wiederholfrequenzen sind bei der ersten Stufe des Experimentes noch nicht geplant. Energien von 10 MeV/Nukleon sind zunächst nicht nötig; das Experiment soll aber mit einer Beschleunigungsstrecke von mindestens 1 m Länge ausgestattet werden, damit der Ringtransport über größere Strecken untersucht werden kann. Höhere Energien als bisher erreicht, nämlich einige MeV/Nukleon, erleichtern den kernphysikalischen Ionennachweis und sind bereits für einige Anwendungen interessant.

Die vorgesehene Länge der Beschleunigungsstrecke von 1,25 m ermöglicht bei einer Haltekraft von 8 MV/m eine Beschleunigung leichter Kerne mit $A < 40$ bis zu etwa 5 MeV/Nukleon und die von 25-fach geladenem Xe noch bis zu 1,9 MeV/Nukleon.

2. KONZEPTION DES EXPERIMENTES

2.1 Kompressor und Wartesaal

Die Konzeption des vorgelegten Experimentes verbindet die bisher erfolgreich angewandte schnelle Kompression in schnell gepulsten Magnetfeldern mit der Beschleunigung in einem statischen divergierenden Magnetfeld. Zwischen Kompressionsbereich und Beschleunigungsbereich ist ein statisches fokussierendes Feld eingebaut, das als Wartesaal für den Ring dient. Die Felder der gepulsten und statischen Anordnung und die Bewegung des Ringes in diesen Feldern wurden berechnet. Mehr Details zu den Rechnungen finden sich in [19].

Die Abb.4 zeigt einen Längsschnitt durch die statische Spule, wie er für die Rechnungen zugrunde gelegt wurde. Die Spule besteht aus zwei Teilen, die durch einen Schlitz getrennt sind. Dieser Schlitz erzeugt das gewünschte fokussierende Feld für den Wartesaal und ermöglicht gleichzeitig einen Zugang (Meßkanäle, Beobachtungsfenster) zu dem Ring im Wartesaal.

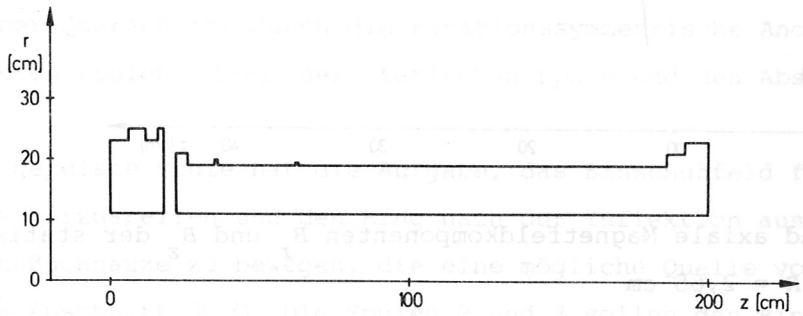


Abb.4 Querschnitt durch die statische Spule, Stromdichte: 2 kA cm^2

Abb.5 zeigt das axiale und radiale Feld B_z und B_r entlang der Spule (z-Richtung) auf einem Radius von R = 2,65 cm, in der Nähe des voraussichtlichen Ringradius. Im Bereich des Schlitzes entsteht eine schwache Feldinhomogenität, die in der Darstellung von B_z kaum erkennbar ist. Deutlich zu sehen dagegen ist sie in der Darstellung von B_r. Die Kleinheit des radialen Feldes erleichtert den Transport des Ringes in den Wartesaal und

[19] W.Herrmann, MPI für Plasmaphysik, 8046 Garching, Report IPP 0/15 (Juni 1973)

von dort in den Beschleunigungsraum. Die axiale Fokussierung durch das äußere Feld im Wartesaal ist sehr klein. Sie soll daher durch die Ausnutzung von Bildladungseffekten ("squirrel cage", siehe Abschnitt 2.3) unterstützt werden. Der Ring wird von links in die Spule eingeführt und nach rechts beschleunigt. Der Kompressionsraum für den Ring befindet sich auf der linken Seite der Spule. Die statische Spule ist wegen der hohen Feldstärken und der geforderten Feldgenauigkeit nicht eisengekapselt. Das Feld der Spule reicht daher weit über das Spulenende hinaus in den Kompressionsraum hinein.

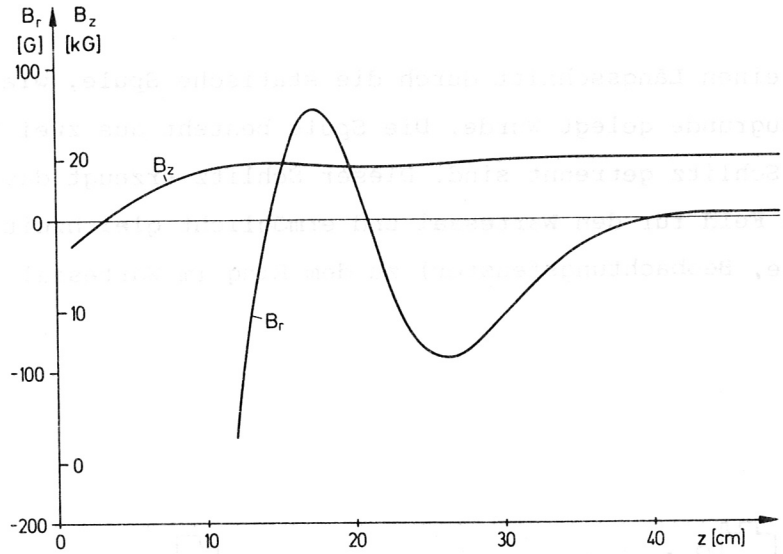


Abb.5 Radiale und axiale Magnetfeldkomponenten B_r und B_z der statischen Spule bei R = 2,65 cm

Das statische Feld muß im Kompressionsraum mit Hilfe gepulster Felder so ergänzt werden, daß ein fokussierendes Feld entsteht, in dem der Ring gebildet werden kann. Der Ring muß weiterhin mit Hilfe der gepulsten Felder, unter Beibehaltung ausreichender Fokussierung komprimiert und in den Wartesaal hinein verschoben werden. Im Prinzip läßt sich das mit zwei gepulsten Spulen - einer außerhalb, einer innerhalb der statischen Spule - erreichen. Bei einer solchen Anordnung wird allerdings der Energiebedarf für das gepulste Feld sehr groß. Obendrein kann eine Anlage mit mehreren gepulsten Spulen leichter den Anforderungen, die z.B. beim Kreuzen von Resonanzen gestellt werden, genügen. Es wird daher ein Mehrspulensystem angewandt, bei dem einzelnen Spulen bestimmte Aufgaben übertragen werden.

Abb.6 zeigt die Anordnung der gepulsten und statischen Spulen. Die statische Spule ist von einem Aluminiummantel umgeben, der das Eindringen gepulster Felder verhindert. Dieser Mantel umgibt auch die ganze übrige Anordnung und dient dazu, die Randbedingungen für die gepulsten Felder festzulegen.

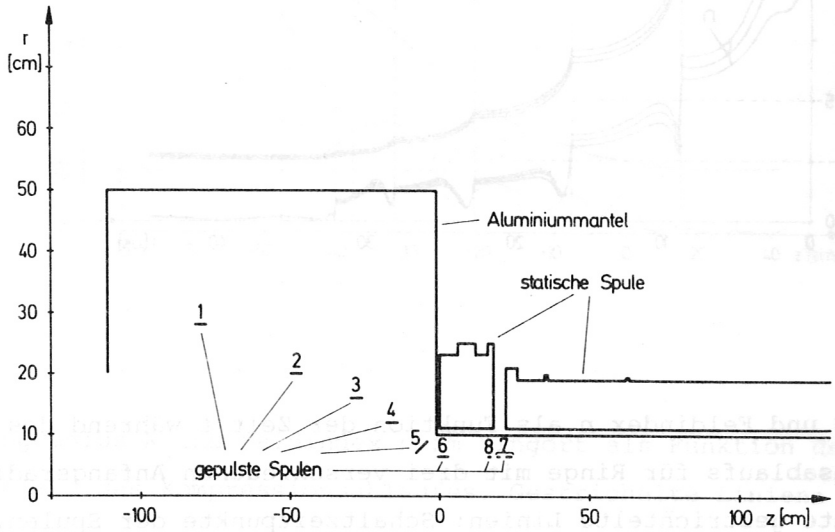


Abb.6 Halber Querschnitt durch die rotationssymmetrische Anordnung von gepulsten Spulen (1-8), der statischen Spule und den Abschirmblechen

Die erste gepulste Spule hat die Aufgabe, das Einschußfeld für die Bildung des Ringes herzustellen und den Ring nach der Inflektion aus dem Bereich der Einschußschnauze zu bewegen, die eine mögliche Quelle von Feldstörungen ist (siehe Abschnitt 2.7). Die Spulen 2 und 3 sollen den Ring schnell und mit kleiner Ringaufweitung durch zwei als gefährlich betrachtete Resonanzgebiete bei n = 0,2 und n = 0,1 bringen. Die weiteren Spulen dienen nur dazu, den Ring zu komprimieren und in die statische Spule und den Wartesaal zu transportieren. Die Abb.7 zeigt den Verlauf von Radius R und Feldindex n als Funktion der Zeit. Die Kurven mit den Einschußradien von 20 cm, und 18 cm entsprechen Elektronen, deren Anfangsenergien um ≃ ±2,5% von der Energie des Elektrons bei R = 19 cm abweichen. Abb.8 gibt z-Position, Magnetfeldstärke und Gesamtenergie des Elektrons als Funktion der Zeit. Abb.9 stellt Radius und Feldindex dar als Funktion der z-Position des Ringes.

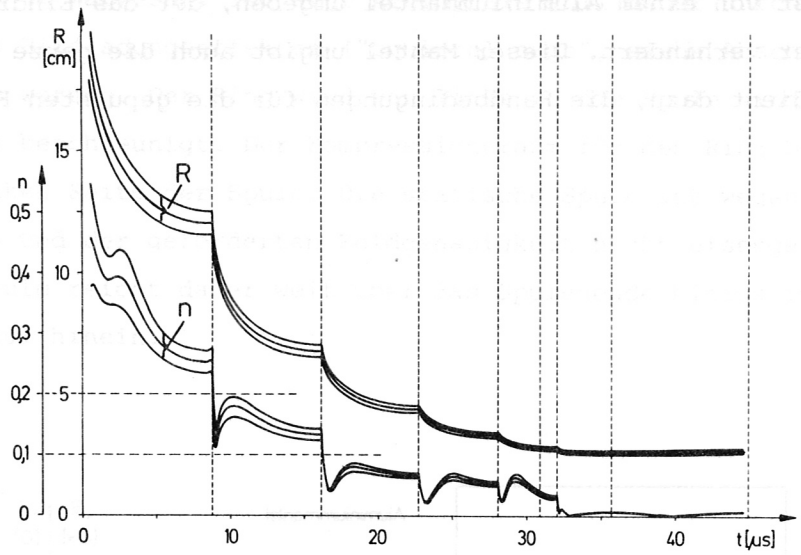


Abb.7 Radius R und Feldindex n als Funktion der Zeit t während des Kompressionsablaufs für Ringe mit drei verschiedenen Anfangsradien. Senkrechte gestrichtelte Linien: Schaltzeitpunkte der Spulen. Waagerechte gestrichtelte Linien: n = 0,2 und n = 0,1.

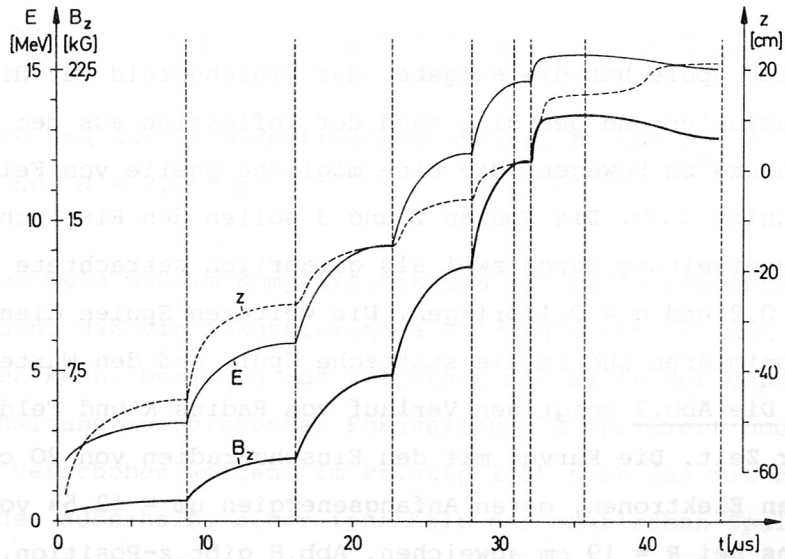


Abb.8 Kinetische Energie E der Elektronen, axiales Magnetfeld B_z am Ort des Ringes und z-Position des Ringes als Funktion der Zeit t während des Kompressionsablaufs. Gestrichelte Kurve: Schaltzeitpunkt der Spulen.

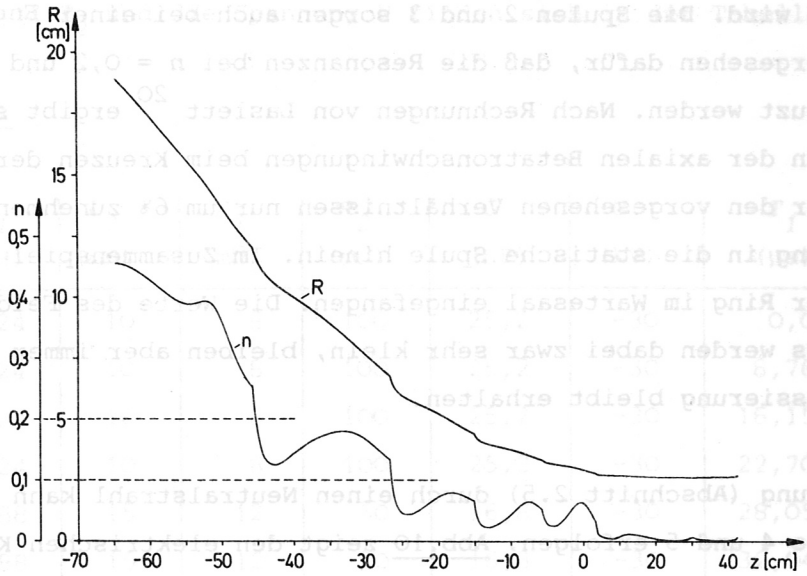


Abb.9 Ringradius R und Feldindex n am Ringort als Funktion der z-Position während des Kompressionsablaufes. Gestrichelte Linien: n = 0,2 und n = 0,1

Als Einschußwerte ergeben sich:

Ringradius	R = 19 cm
Axiale Position	z = -65 cm
Elektronenenergie	E = 1,95 MeV
Relativistischer Massenfaktor	γ = 4,82
Einschußfeld	B_z = 423 Gauß
Feldindex	n = 0,457

Eine Einschußenergie von 1,95 MeV entspricht in etwa den bisher verwendeten Werten. Für die vorgesehene axiale Inflektion ist ein Feldindex von 0,44 optimal. Insbesondere wird die Resonanzstelle n = 0,5 vermieden. Das Magnetfeld von 423 Gauß setzt sich aus 304 Gauß vom statischen Feld und 119 Gauß vom gepulsten Feld zusammen.

Die Diagramme Abb.7, 8, 9 zeigen, daß der Ring stufenweise komprimiert und transportiert wird. Die Spulen 2 und 3 sorgen auch bei einer Energiestreuung von 5% wie vorgesehen dafür, daß die Resonanzen bei $n = 0{,}2$ und $n = 0{,}1$ schnell gekreuzt werden. Nach Rechnungen von Laslett [20] ergibt sich, daß die Amplituden der axialen Betatronschwingungen beim Kreuzen der $n = 0{,}2$ Resonanz unter den vorgesehenen Verhältnissen nur um 6% zunehmen. Spule 5 treibt den Ring in die statische Spule hinein. Im Zusammenspiel von Spule 6 und 7 wird der Ring im Wartesaal eingefangen. Die Werte des Feldindex am Ort des Ringes werden dabei zwar sehr klein, bleiben aber immer positiv, d.h. die Fokussierung bleibt erhalten.

Die Ringbeladung (Abschnitt 2.5) durch einen Neutralstrahl kann im Raum zwischen Spule 4 und 5 erfolgen. Abb.10 zeigt den elektrischen Kreis, der der Berechnung der Ströme zugrunde liegt.

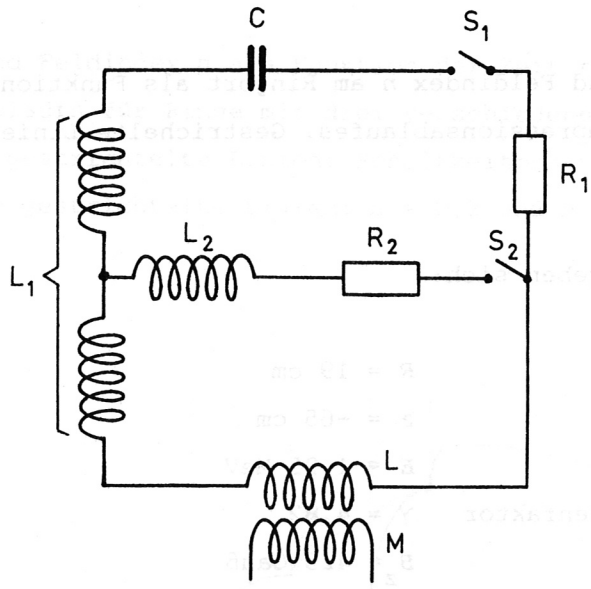


Abb.10 Schema der gepulsten Schaltkreise

Zum Zeitpunkt $T = T_1$ wird der Schalter S_1 geschlossen. Die Kapazität C entlädt sich über R_1, die Zuleitungsinduktivität L_1 und die Spuleninduktivität L. Über die Gegeninduktivität M ist jeder Kreis mit den anderen verkoppelt. Zum Zeitpunkt $T = T_2$ wird der Schalter S_2 geschlossen, der Spulenstrom wird über R_2 und L_2 kurzgeschlossen, um eine durchschwingende Entladung von C zu verhindern. Dies erhöht die Lebensdauer der Kondensatoren. Die

[20] L.J.Laslett, Lawrence Berkeley Lab., Berkeley, Cal./USA, ERAN 71, March 70

Werte für die Kreiselemente der verschiedenen Spulen, ihre Schaltzeitpunkte T_1 und T_2 und die Spannung U finden sich in der Tabelle III.

TABELLE III

Kreis	L_1 (nH)	L_2 (nH)	R_1 (mΩ)	R_2 (mΩ)	C (µF)	U (kV)	T_1 (µs)	T_2 (µs)
1	124	10	8	100	25,2	-30	0,0	8,76
2	124	10	8	100	25,2	-30	8,76	16,15
3	124	10	8	100	25,2	-30	16,15	22,70
4	124	10	8	100	25,2	-30	22,70	28,05
5	188	15	12	50	16,8	-30	28,05	32,04
6	188	15	12	50	16,8	-30	32,04	35,68
7	500	120	150	40	16,8	- 6	30,90	44,90

Der Kreis 7 wird mit kleinerer Spannung betrieben. Kreis 8 wird nur für die roll-out Phase (Abschnitt 2.2) benötigt. Abb.11 zeigt den Zeitverlauf der Ströme in den Spulen. Die Stromdichte in den Spulen wird nicht größer als in den Spulen von Kompressor 1. Die kurze Abklingzeit der Ströme ist erwünscht, damit die gepulsten Felder nicht in die statische Spule eindringen können.

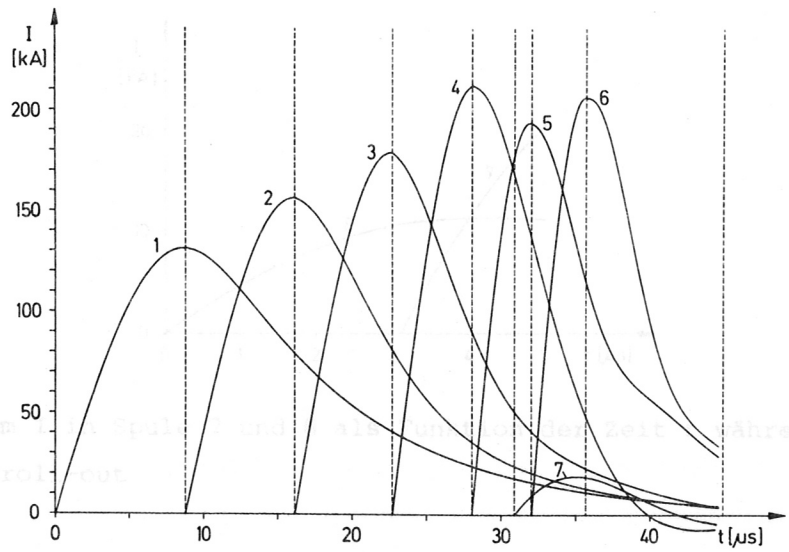


Abb.11 Strom I in den Spulen 1 bis 7 als Funktion der Zeit t während des Kompressionsablaufs. Gestrichelte Linie: Schaltzeitpunkte

Die statische Spule kann von einem vorhandenen Gleichrichter (in L5) versorgt werden, dessen Nennwerte 2 kV, 1000 A sind. Bei 2 s Betrieb sind Ströme von 2000 A bei 1,1 kV möglich. Die Stromwelligkeit für Frequenzen über 300 Hz ist $1{,}5 \cdot 10^{-4}$. Die geforderte Einstellgenauigkeit von ±1% ist gegeben. Der Energieumsatz in der Spule führt zu einer Temperaturerhöhung von etwa 15° C pro Schuß. Bei einer Schußfolge von 1 pro min müssen im Mittel nur 60 kW gekühlt werden. Das kann über einen Rückkühler in der vorhandenen Anlage für entsalztes Wasser geschehen.

2.2 Roll-out, Spill-out und Beschleunigung

Nachdem die Ionen im Ring genügend hoch ionisiert sind, muß der Ring aus dem Wartesaal in die Beschleunigungsstrecke geführt werden (roll-out). Dazu dienen die gepulsten Spulen 8 und - noch einmal - 7. Spule 8 wird nur mit 10 kA betrieben und drückt den Ring soweit aus dem Bereich der Spule 7, daß Spule 7 den weiteren Transport übernehmen kann. Wenn Spule 8 allein für den Transport zur Beschleunigungsstrecke verwendet würde, wäre ein zu hoher Strom erforderlich. Abb.12 zeigt den Strom in Spule 8 und 7 als Funktion der Zeit bis zu dem Zeitpunkt, an dem der Ring den spill-Punkt, d.h. Überlaufpunkt in die Beschleunigungsstrecke erreicht. Ein weiterer Anstieg des Stromes in Spule 7 ist nicht schädlich. Falls ein langsamerer roll-out möglich oder wünschenswert ist, kann durch eine andere Beschaltung von Spule 7 ein anderer Zeitverlauf des Stromes erreicht werden. Es ist auch möglich, den Strom in Spule 8 sehr langsam ansteigen zu lassen, um den Ring in z-Richtung zu verschieben, falls das wegen der Radiusänderung aufgrund von Synchrotronstrahlungsverlusten nötig ist.

Der Feldindex ist während des Transportes am Orte des Ringes positiv, aber so klein, daß auch in diesem Bereich Fokussierung durch Ionen oder Bildfelder notwendig ist.

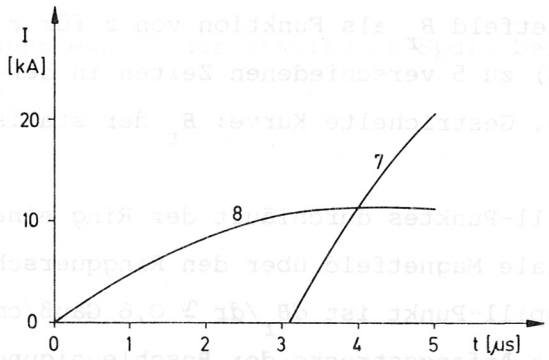


Abb.12 Strom I in Spule 7 und 8 als Funktion der Zeit t während des roll-out

Abb.13 veranschaulicht diese Phase des Ringtransportes und den Übergang in die Beschleunigungsstrecke. Aufgetragen ist B_r als Funktion von z am Ringradius. Positive B_r bedeuten für den Ring eine Kraft in Richtung größerer

z-Werte, negative B_r eine Kraft zu kleineren z-Werten. Die 5 Kurven entsprechen 5 aufeinanderfolgenden Zeitschritten. Der Ring befindet sich am Ort des ersten Nulldurchganges der Kurve, der sich mit der Zeit zu größeren z-Werten bewegt. Bei Kurve 4 ist nahezu der spill-Punkt erreicht. Zum Zeitpunkt 5 sieht der Ring nur noch positives B_r, d.h. der Ring ist in die Beschleunigungsphase eingetreten. Die verschiedenen Kurven laufen für z ≃ 50 cm mit der B_r-Kurve des statischen Feldes zusammen. Für größere z ist also das radiale Magnetfeld nur noch durch die statische Spule bestimmt.

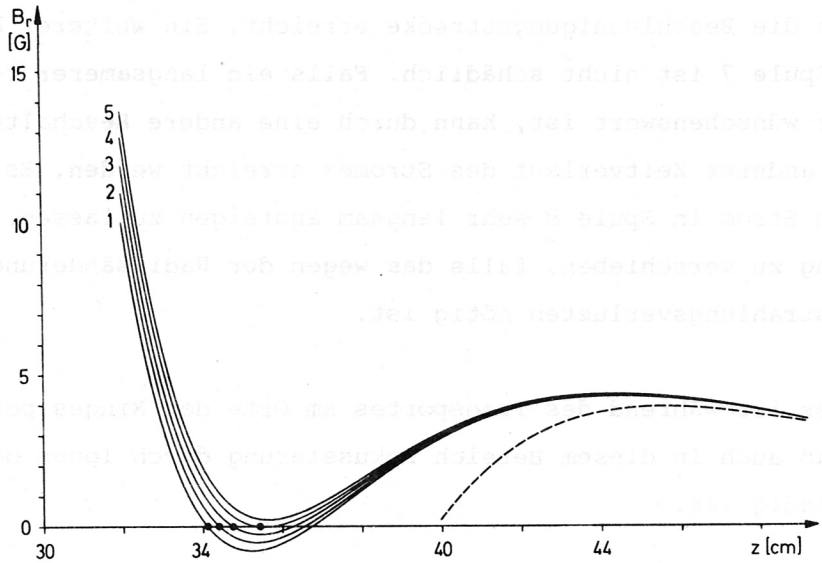


Abb.13 Radiales Magnetfeld B_r als Funktion von z für r = 2,64 cm (= Ringradius) zu 5 verschiedenen Zeiten in der Nähe des spill-Punktes. Gestrichelte Kurve: B_r der statischen Spule

Beim Kreuzen des spill-Punktes durchläuft der Ring eine kritische Phase, in der sich das radiale Magnetfeld über den Ringquerschnitt nicht zu stark ändern darf [21]. Im spill-Punkt ist $dB_r/dr \simeq$ 0,6 Gauß/cm und $d^2B_r/dz^2 \simeq$ 0,9 Gauß/cm^2. Für die Anfangsstrecke der Beschleunigungsphase findet man dB_r/dr < 2 Gauß/cm und dB_r/dz < 0,9 Gauß/cm. Diese Werte liegen selbst bei 2 cm Ringdurchmesser unter dem als zulässig angesehenen radialen Magnetfeld für die Beschleunigung und werden deshalb als tolerierbar angesehen.

---

[21] C.Pellegrini, A.Sessler, Lawrence Berkeley Lab., ERAN 45 (Nov.1969)

Abb.14 zeigt das radiale Magnetfeld der Spule bei einem Radius von R = 2,65 cm. Über eine Länge von etwa 130 cm überschreitet das radiale Magnetfeld nicht den Wert von ≃5 Gauß, der bei der erwarteten Haltekraft der Ringe während der Beschleunigung zulässig ist. An einigen Stellen ist das radiale Feld deutlich niedriger als 5 Gauß. Durch zusätzliche Spulen außerhalb der statischen Spule kann die radiale Feldkomponente innerhalb einiger Gauß korrigiert werden, so daß die beschleunigende Kraft der Haltekraft und der Ionenbeladung angepaßt werden kann.

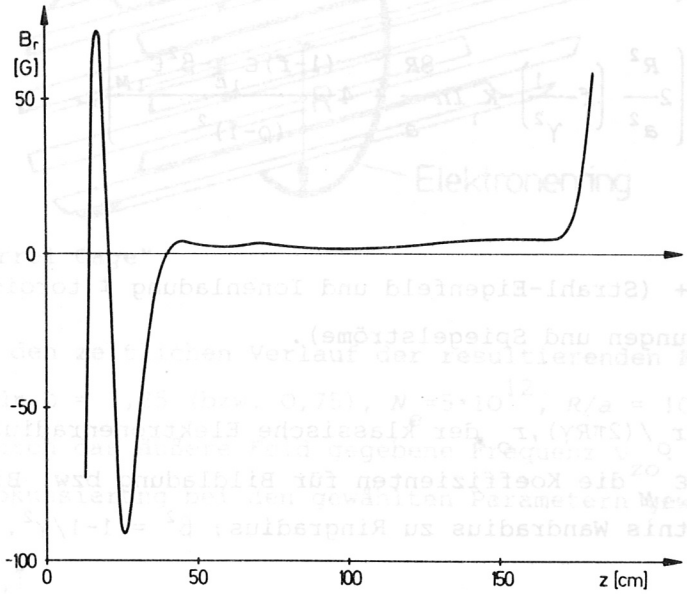


Abb.14 Radiales Magnetfeld B_r der statischen Spule bei r = 2,64 cm ≃ Ringradius

2.3 Fokussierung und Squirrel Cage

Die auf die Elektronen im Ring wirkende Fokussierungskraft setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen. Die Frequenzen der Elektronenschwingung um ihre Sollbahn sind ein Maß für diese Fokussierungskräfte. Die Quadrate der Frequenzen für typische Elektronen, normiert auf die Umlauffrequenz, sind in guter Näherung[22, 23]:

$$\nu_r^2 = (1-n) + \mu\left(2\frac{R^2}{a^2}\left(f-\frac{1}{\gamma^2}\right)+K_1 \ln\frac{8R}{a} - 4\frac{(1-f)\varepsilon_{1E}-\beta^2\varepsilon_{1M}}{(\rho-1)^2}\right) \tag{7}$$

$$\nu_z^2 = n + \mu\left(2\frac{R^2}{a^2}\left(f-\frac{1}{\gamma^2}\right)-K_1 \ln\frac{8R}{a} + 4\frac{(1-f)\varepsilon_{1E}-\beta^2\varepsilon_{1M}}{(\rho-1)^2}\right) \tag{8}$$

gegeben durch:

äußeres Magnetfeld + (Strahl-Eigenfeld und Ionenladung ± toroidale Geometrie ∓ Spiegelladungen und Spiegelströme).

Hierbei ist $\mu = N_e \cdot r_o/(2\pi R\gamma)$, r_o der klassische Elektronenradius; $f = ZN_i/N_e$ $K_1 \simeq 0{,}7$; ε_{1E} bzw. ε_{1M} die Koeffizienten für Bildladung bzw. Bildströme [23]; $\rho = R_w/R$ das Verhältnis Wandradius zu Ringradius; $\beta^2 = 1-1/\gamma^2$.

In der Phase der Ringbildung und der Ringkompression ist der Einfluß des äußeren Feldes mit $n = 0.45$ bis 0.05 dominierend. Mit abnehmendem Feldindex n schwindet die Fokussierungskraft in axialer Richtung, während sie radial immer dominierend bleibt.

Wenn gegen Ende der Kompression der Elektronenring mit Ionen beladen wird, und $f > 1/\gamma^2$, in unserem Fall etwa größer als $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ wird, gibt der 2. Term einen positiven Beitrag zur axialen Fokussierung, während der 3. Term immer einen defokussierenden Einfluß ausübt. Aus dem Vorzeichen des 4. Terms sieht man, daß Bildladungen axial fokussierend, Bildströme aber defokussierend wirken. Um für n gegen Null eine axiale Fokussierung aufrechtzuerhalten, ist entweder eine Mindestbeladung mit Ionen oder die Fokussierung durch Bildladungen notwendig. Gleichzeitig muß dafür gesorgt werden,

---

[22] L.J.Laslett, Lawrence Berkeley Lab., ERAN-30, (April 1969)

[23] I.Hofmann, MPI f.Plasmaphysik, Report IPP 0/16 (März 1973)

daß Bildströme unterdrückt werden. Hierfür ist ein sogenannter squirrel cage geeignet, bestehend aus achsenparallelen Leitern, inner- oder außerhalb, eng benachbart zum Ring. Abb.15 zeigt einen solchen squirrel cage. Da azimutale Ströme unterbunden sind, ist der defokussierende Einfluß von Bildströmen ausgeschaltet, ($\varepsilon_{1M} = 0$).

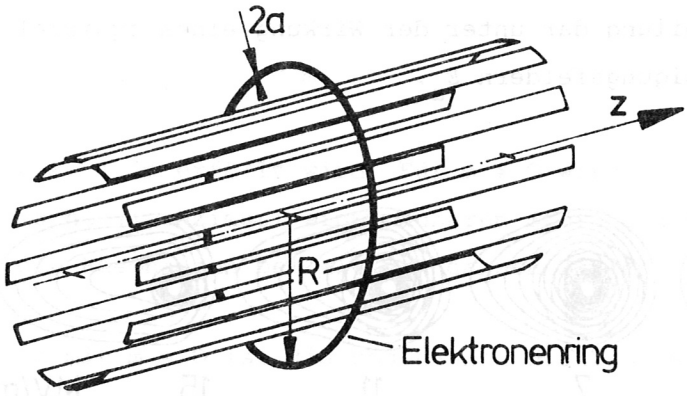


Abb.15 "Squirrel Cage"

Abb.16 zeigt den zeitlichen Verlauf der resultierenden Frequenz ν_z nach Formel (7) für ρ = 1,25 (bzw. 0,75), $N_e = 5 \cdot 10^{12}$, R/a = 10, f = 0, wie auch die allein durch das äußere Feld gegebene Frequenz ν_{zo}. In allen Bereichen ist axiale Fokussierung bei den gewählten Parametern gewährleistet.

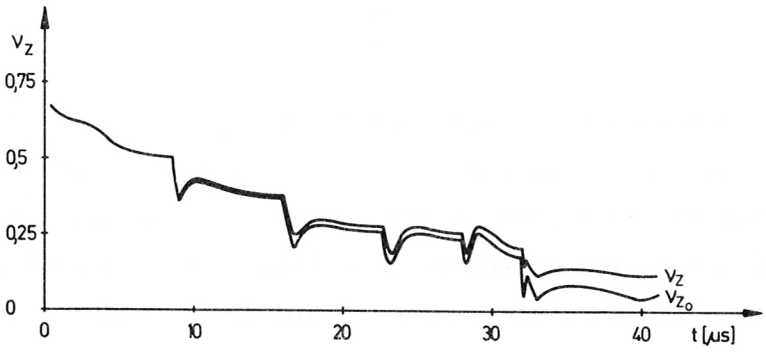


Abb.16 Axiale Betatronfrequenz ν_z nach Formel (7) als Funktion der Zeit t. ν_{zo} nur Wirkung des äußeren Magnetfeldes

Die squirrel cage Fokussierung hat außerdem einen positiven Einfluß auf die Haltekraft für die Ionen. Durch numerische Simulation selbstkonsistenter Gleichgewichte [2] konnte gezeigt werden, daß die Haltekraft bei squirrel cage Fokussierung 2 bis 3mal größer ist als bei reiner Ionenfokussierung. Der Grund hierfür ist in der Polarisierung des Elektronen- und Ionenringes zu suchen. Da die axiale Fokussierung der Elektronen vorwiegend vom elek-

trischen Feld des Ionenringes abhängt, wird diese mit zunehmender Polarisation schwächer, und Elektronen gehen in axialer Richtung verloren. Bei einer Beschleunigung von etwa 25% des maximalen Feldes im unbeschleunigten Elektronenring beginnt die Auflösung des Ringes. Bei ausreichender squirrel cage Fokussierung, d.h. wenn dessen Beitrag zur Frequenz $\Delta\nu_z^2 \geq 0{,}01$ ist, kann 75% des maximalen Feldes angewandt werden. Abb.17 stellt die Elektronen- und Ionendichteverteilung dar unter der Wirkung eines squirrel cage bei verschiedenen Beschleunigungsfeldern E_a.

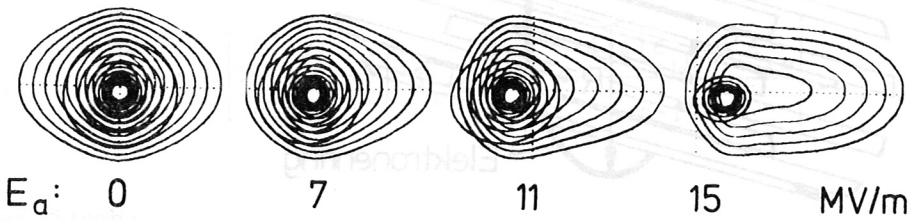


Abb.17 Linien gleicher Dichte von Elektronen und Ionen bei verschiedenen Beschleunigungsfeldern E_a des beladenen Ringes mit squirrel cage Fokussierung

2.4 Resonanzen, Landau-Dämpfung, Instabilitäten

2.41 Kreuzen von Resonanzen

Während der Kompression des Ringes und bei der Ionenbeladung werden Betatronresonanzen gekreuzt, sofern die Resonanzbedingung[24]

$$k \cdot \nu_r + l \cdot \nu_z = m \tag{9}$$

durch ganzzahlige k, l, m erfüllt wird. Für $m \neq 0$ wird die Resonanz durch eine m-te Harmonische (im Azimut) einer äußeren Störung getrieben. Besonders gefährlich sind die Resonanzen bei kleinen ganzen Zahlen.

Von den Resonanzen mit $m = 0$ ist die sogenannte Walkinshaw-Resonanz, die sich aus der Gleichung

$$\nu_r - 2\nu_z = 0$$

ergibt, am gefährlichsten. Laslett[20] findet für das Anwachsen der axialen Amplitude (in Dekaden) beim Kreuzen der Resonanz folgenden Wert

$$G = 3{,}83 \frac{K^2 \cdot A_x^{\,2}}{|dn/dt| \cdot \tau} \tag{10}$$

$K = 1/2\left(n^2 + n - R\frac{\delta n}{\delta R}\right)$; A_x ist das Verhältnis der radialen Betatronamplitude zum großen Ringradius, dn/dt die totale Ableitung des Feldindex nach der Zeit und τ die Umlaufzeit der Elektronen. Für $A_x = 0{,}05$ ergibt sich $G = 0{,}024$ und damit ein Anwachsen der axialen Amplitude um nur 6% für die vorliegende Magnetfeldkonfiguration. Auch die Resonanz, die sich bei $n = 0{,}1$ aus

$$\nu_r - 3\nu_z = 0$$

ergibt, könnte gefährlich sein. Eine Anwachsrate ist in diesem Fall nicht bekannt. Da aber auch diese Resonanz schnell durchlaufen wird, wird nicht mit einer starken Wirkung der Resonanz gerechnet.

Weitere Resonanzen mit $m \neq 0$ bei $n = 0{,}5$, $n = 0{,}36$, $n = 0{,}25$, $n = 0{,}11$ sind abhängig von äußeren Störungen. In den bisherigen schnellen Kompressionsexperimenten Kompressor I und Schuko wurden diese Resonanzen nicht beobachtet.

Es besteht daher die Hoffnung, daß auch in diesem Experiment Feldstörungen genügend klein gehalten werden können.

Die Resonanz $\nu_r = 1$

Am Ende der Kompression kann bei kleinem Feldindex n die radiale Betatronfrequenz ν_r durch 1 gehen. Da aus den Formeln für ν_r und ν_z (7), (8) in 2.3 folgt:

$$\nu_r^2 = 1-\nu_z^2+2\mu\left(2\frac{R^2}{a^2}\left(f-\frac{1}{\gamma^2}\right)\right) \tag{11}$$

andererseits $\nu_z^2 > 0$ die Bedingung für axiale Fokussierung ist, kann das Kreuzen von $\nu_r = 1$ nur bei hinreichend großer Ionenbeladung f eintreten. Da für die axiale Fokussierung $\nu_z^2 > 0{,}01$ erstrebenswert ist, liegen die Werte für f beim Kreuzen der Resonanz typisch oberhalb der Prozentgrenze. Bei dem vorgesehenen Experiment ist somit das Kreuzen von $\nu_r = 1$ höchstens während der Hochionisation im Wartesaal zu erwarten.

Ganzzahlige Resonanz $\nu_r \simeq 1$

Als treibende Kraft dieser Resonanz tritt die 1. Harmonische einer Störung mit der Amplitude $(\delta B_z)_1$ des B_z-Feldes auf. Der Ring führt aufgrund dieser Störung eine kohärente $m = 1$ Schwingung (Torkelbewegung) mit der Frequenz S_k und mit der stationären Amplitude A aus:

$$\frac{A}{R} = \frac{(\delta B_z)_1/B_z}{2S_k/\omega_o} \tag{12}$$

Die Frequenz S_k berechnet sich unter Berücksichtigung von Ionenladungen und Bildladungen wie folgt:

$$S_k = \frac{\omega_o}{2}\cdot\left(n-\mu\left(2\frac{R^2}{a^2}\cdot f-4\frac{\varepsilon_{1,E}+\varepsilon_{2,E}}{(\rho-1)^2}\right)\right) \tag{13}$$

Der Ionenfokussierungsterm $\frac{2R^2}{a^2}\cdot f$ tritt auf, soweit der Ionenring der kollektiven Elektronenbewegung nicht folgt. Dies ist z.B. der Fall, wenn die Frequenz der Torkelbewegung größer als die Ionenschwingungsfrequenz im Potentialwall der Elektronen ist. $\varepsilon_{2,E}$ berücksichtigt den Beitrag der durch die $m = 1$ Mode zusätzlich am squirrel cage auftretenden Bildladungen, und es

gilt

$$\varepsilon_{2,E} \simeq \frac{1}{8} - \frac{1-\rho}{4}, \text{ d.h. } 4\frac{\varepsilon_{1,E}+\varepsilon_{2,E}}{(\rho-1)^2} \simeq \frac{\rho}{(\rho-1)^2}$$

woraus folgt, daß S_k für einen äußeren ($\rho > 1$) und inneren ($\rho < 1$) squirrel cage verschieden ist. Vernachlässigt man den Ionen- und den Bildladungsterm, ist $S_k = (1-\nu_r)\cdot\omega_o$ mit $\nu_r = \sqrt{1-n}$. Die Torkelbewegung tritt also auf, wenn ν_r in der Nähe von 1 ist. Die Amplitude der Schwingung wird groß, wenn S_k nach 0 geht. Sie kann aber z.B. durch nahe Bildladungen ($|\rho-1| \leq 0{,}3$, d.h. $2S_k/\omega_o \geq 0{,}03$) klein gehalten werden.

Die Einzelteilchenresonanz $\nu_r = 1$

Die Einzelteilchen-Frequenz ν beschreibt die Bewegung eines Elektrons innerhalb des Ringes (der eventuell selbst torkelt). Nach einer theoretischen Vorhersage [25] führt das Kreuzen von $\nu_r = 1$ zu einem resonanten inkohärenten Anwachsen δa des kleinen Ringdurchmessers in radialer Richtung, falls Landaudämpfung der radialen Frequenz vorhanden ist und das Kreuzen genügend langsam erfolgt. Dabei gilt

$$\frac{\delta a}{a} \simeq \frac{R}{a}\cdot\omega_o^2\frac{(\delta B)_1}{B_z}\cdot\left[\frac{\pi}{\omega_o\cdot u}\right]^{1/2}\frac{\Delta^2}{\Lambda^2} \tag{14}$$

mit der Durchlaufgeschwindigkeit der Resonanz $u \equiv \omega_o^2 d/dt\langle\nu_r^2\rangle$ für $\langle\nu_r\rangle = 1$ der mittleren Frequenz $\langle\nu_r\rangle$ und der Streuung $\Delta^2 \equiv N_e^{-1}\Sigma(\nu_r^2-\langle\nu_r^2\rangle)$ ferner $\Lambda^2 \equiv \langle\nu_r^2\rangle-(1-\frac{S_k}{\omega_o})^2$ und $\frac{\Delta^2}{\Lambda^2} \simeq 10^{-2}$. Eine grobe Abschätzung ergibt bei dem langsamen Kreuzen der Resonanz im Parkraum $\frac{d}{dt}\langle\nu_r^2\rangle \simeq 1$. Mit $\omega_o \simeq 10^{10}s^{-1}$ und $\frac{\Delta^2}{\Lambda^2} \simeq 10^{-2}$, $\frac{R}{a} \simeq 10$ folgt $\frac{(\delta B_z)_1}{B_z} \leq 10^{-5}$, eine schwer erfüllbare Bedingung. Sollte sich die theoretische Vorhersage dieser Resonanz im Experiment bestätigen, dann erscheint es wünschenswert, das Kreuzen der Resonanz durch Begrenzung von f auf 1 bis 2% zu vermeiden.

Halbzahlige Resonanz $2\,\nu_r = 2$

Die 2. Harmonische einer Störung des Feldindex von der Form $(\delta n)_2\cdot\cos 2\phi$ facht die Amplitude einzelner Teilchen parametrisch für Werte von ν_r innerhalb eines Stoppbandes um $\nu_r = 1$ von der Breite $\delta\nu_r \simeq \frac{(\delta n)_2}{2}$ an. Beim Durch-

[25] C.Pellegrini, A.M.Sessler, Nucl.Instr.and Meth.84, 109 (1970)

laufen des Stoppbandes mit der Geschwindigkeit u liefert die Theorie ein Anwachsen der Ringdicke (radial)

$$\frac{\delta a}{a} \simeq \omega_o^{\,2} \frac{(\delta n)_2}{4} \cdot \left(\frac{2\pi}{\omega_o \cdot u}\right)^{1/2} \tag{15}$$

Mit obigem u für das Kreuzen der Resonanz im Wartesaal ergibt sich die Forderung $(\delta n)_2 \leq 10^{-5}$, um unerwünschte Ringaufweitung zu vermeiden. $(\delta n)_2$ entsteht z.B. durch eine unrunde B_z-Spule, und es ergibt sich [26], daß die Unrundheit höchstens von der Größenordnung 10^{-4} sein darf, wenn obige Forderung erfüllt sein soll. Somit erscheint es wiederum wünschenswert, das Kreuzen der Resonanz im Parkraum zu vermeiden.

2.42 Landaudämpfung für transversale (kohärente) radiale Schwingungen

Der Landaudämpfungskoeffizient [27]

$$E\frac{dS_r}{dE} = -\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{\omega_o \cdot R \cdot (d\nu_r/dR)}{\nu_r^{\,2}} + \left(\frac{1}{\nu_r^{\,2}} - \frac{1}{\gamma^2}\right) \cdot S_r\right) \tag{16}$$

gibt die Änderung der Frequenz $S_r = (M-\nu_r)\cdot\omega_o$ in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E an. Hier ist wie oben ν_r die radiale Einzelteilchenfrequenz im stationären Ring unter Berücksichtigung der Eigenfelder. Für die axiale Frequenz $S_z = (M-\nu_z)\cdot\omega_o$ läßt sich der Dämpfungskoeffizient in ähnlicher Weise darstellen.

In die Abhängigkeit von ν_r vom Sollkreisradius des Teilchens geht neben dem äußeren Feld das Eigenfeld des Ringes ein. Letzteres enthält einen Anteil, der bereits im freien Raum vorhanden ist, $(d\nu_r/dR)_{fr.R.}$ und einen durch die Bildladungen auf dem squirrel cage bedingten Anteil $(d\nu_r/dR)_{s.c.}$. Numerische Rechnungen zeigten, daß $(d\nu_r^{\,2}/dR)_{fr.R.} \leq 2\mu/R$ für Ringe mit einem Aspektverhältnis $a/R \sim 10^{-1}$ ist. Dieser Beitrag ist vernachlässigbar gegenüber dem squirrel cage-Beitrag, der sich bei Entwicklung nach $1-\rho$ ergibt als:

$$\left(\frac{d\nu_r^{\,2}}{dR}\right)_{s.c.} \simeq \frac{4\mu}{R}\left(\frac{1}{8(1-\rho)^3} + \frac{1}{16(1-\rho)^2}\right) \tag{17}$$

---

[26] K.R.Symon, ERA-28, Symp.on Electr.Ring.Acc., Berkeley 1968, p.304

[27] L.J.Laslett, Lawrence Berkeley Lab., ERAN 126

Unter Vernachlässigung des 2. Terms folgt

$$\left(\frac{d\nu_r}{dR}\right)_{s.c.} = \frac{1}{2\nu_r}\left(\frac{d\nu_r^{\,2}}{dR}\right)_{s.c.} \simeq \frac{\mu}{4\nu_r \cdot R}\,\frac{1}{(1-\rho)^3} \tag{18}$$

In Abb.18 ist der Landaudämpfungskoeffizient, normiert auf S_k (Gl.13) als Funktion der Zeit aufgetragen. Dabei ist angenommen, daß sich für $z < +1$ cm ein squirrel cage mit $\rho = 1{,}2$ außerhalb des Ringes und für $z > +1$ cm ein squirrel cage mit $\rho = 0{,}80$ innerhalb des Ringes befindet. Der squirrel cage erzeugt am Ende der Kompression eine Frequenzstreuung, die über der des äußeren Feldes liegt.

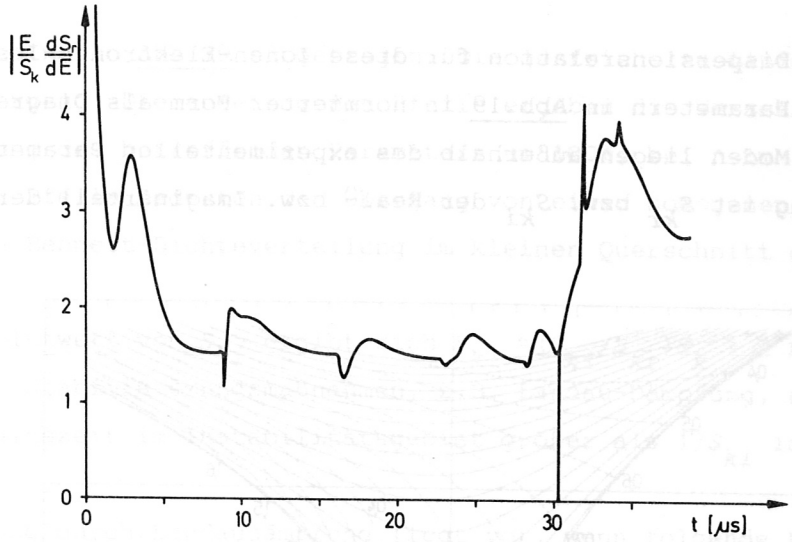


Abb.18 Radialer Landaudämpfungskoeffizient für die Mode $M = 1$ als Funktion der Zeit t während des Kompressionsablaufs

2.43 Ionen-Elektronen-Instabilität

In einem beladenen Ring können die Ionen kollektive Schwingungen gegenüber den Elektronen ausüben [14, 6]. Für den Fall geringer Beladung gilt für die Frequenz (die zweckmäßigerweise ebenfalls auf die Elektronenumlauf-Frequenz ω_o normiert wird):

$$Q_i^{\,2} = r_o N_e ZR/(\pi A a^2 M_p/m_e) \tag{19}$$

Die radiale Mode dieser "Plasmaschwingung" mit der Azimut-Abhängigkeit $e^{i\phi}$ kann zu einer Instabilität führen, wenn sie in Resonanz zu der gleichen Mode der kollektiven Betatronschwingung kommt. Die Bedingung hierfür lautet:

$$\omega_o Q_i \simeq S_k;$$

dabei ist S_k die in (Gl.13) angegebene spezielle Frequenz. Das Stabilitätsverhalten wird außerdem von einem Parameter Q_1 beeinflußt, der u.a. von der Ionenzahl und der Elektronenmasse abhängt. Es ist:

$$Q_1^{\,2} = r_o N_i ZR/(\pi\gamma a^2) \qquad (20)$$

Die Lösung der Dispersionsrelation für diese Ionen-Elektronen-Instabilität ist mit diesen Parametern in Abb.19 in normierter Form als Diagramm dargestellt. Höhere Moden liegen außerhalb des experimentellen Parameterbereiches. In der Abbildung ist S_{kr} bzw. S_{ki} der Real- bzw. Imaginärteil der Schwingungsfrequenz.

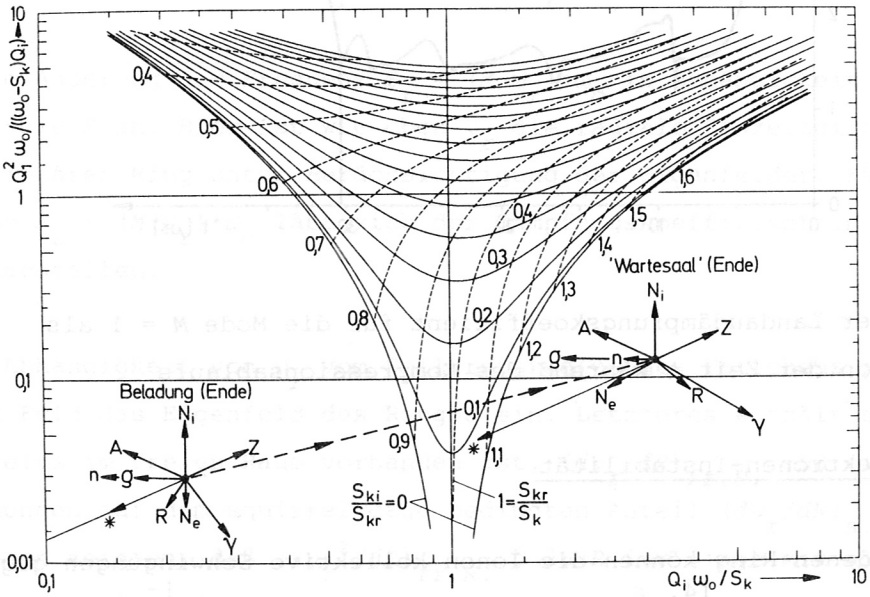


Abb.19 Instabilitätsdiagramm für die Ionen-Elektronen-Instabilität.

In dieser Betrachtung wurde die Landaudämpfung vernachlässigt. Nach bisherigen experimentellen Befunden reicht diese wahrscheinlich zur Stabilisierung aus. Bei dem hier vorgeschlagenen Experiment ist der Resonanzdurchgang während des Aufenthaltes im Wartesaal zu erwarten. Am Ende der Beladungsphase ergeben sich für Xenon (A = 131) folgende Daten:

$N_e = 5 \times 10^{12}$, $N_i = 1{,}7 \times 10^{9}$, $Z = 1$, $R = 3{,}8$ cm, $\gamma = 21$, $n = 0{,}035$, $a/R = 0{,}1$, $\rho = 0{,}7$.

Dies ergibt die folgenden Werte:

$$Q_i \cdot \omega_o / S_k = 2{,}3 \times 10^{-1}, \qquad Q_1^2 \omega_o / ((\omega_o - S_k) Q_i) = 2{,}8 \times 10^{-2}$$

Am Ende der Ionisationsphase wird $Z = 30$, $R = 2{,}7$ cm, $\gamma = 30$ und $n = 5 \times 10^{-3}$. Damit ergibt sich

$$Q_i \omega_o / S_k = 3{,}1 \qquad Q_1^2 \omega_o / ((\omega_o - S_k) Q_i) = 1{,}2 \times 10^{-2}$$

Diese Werte sind in Abb.19 eingetragen. Die gestrichelte Linie ist der mutmaßliche Übergang. Die angetragenen Pfeile ergeben die Verschiebungen bei einer Änderung des betreffenden Parameters um 100%, bei ρ um 10%. Die mit * bezeichneten Pfeile bedeuten den Übergang von einer homogenen zu der realistischeren Bennett-Dichteverteilung im kleinen Querschnitt des Ringes.

Für den Absolutwert von S_{ki} ergibt sich $S_{ki} \simeq (S_{ki}/S_{kr}) S_k \simeq 2 \times 10^{7}\ s^{-1}$. Es sind also Stabilisierungsmaßnahmen, z.B. Landau-Dämpfung, notwendig, da die Aufenthaltszeit im Instabilitätsgebiet größer als $1/S_{ki}$ ist.

Stabilisierung durch Landaudämpfung liegt vor, wenn folgende Bedingung erfüllt wird [28]:

$$\Delta_e \Delta_i \geq \left(Q_1^2 Q_i / \sqrt{(1 - S_k/\omega_o)^2 + Q_1^2} \right) / (1 + (4d/(\Delta_e + \Delta_i))^2) \tag{21}$$

wobei
$$d = (1 - Q_i - \sqrt{(1 - S_k/\omega_o)^2 + Q_i^2}) \tag{22}$$

Hierbei ist Δ_e bzw. Δ_i die volle Frequenzstreuung der kollektiven Elektronen- bzw. Ionenbewegung, normiert auf die Umlauffrequenz ω_o.

Zur Abschätzung der Elektronenstreuung wird der Landaudämpfungskoeffizient $K_{1r} = \frac{E}{S_k} \frac{dS_r}{dE}$ aus Abb.18 zusammen mit der Energiebreite der Elektronen $\Delta E/E \simeq 0{,}08$ verwendet. Es ergibt sich

$$\Delta_e \simeq K_{1r} (\Delta E/E) \cdot Q_i \simeq 1{,}2 \cdot 10^{-1}\ Q_i \tag{23}$$

---

[28] L.J.Laslett, A.M.Sessler, Nucl.Instr.Meth.121 (1974), 517-524

Die Ionenstreuung Δ_i folgt aus der amplitudenabhängigen Frequenzstreuung der Ionenschwingung im Potential des Elektronenringes. Die in [29] detailliert dargestellte Abschätzung liefert

$$\Delta_i \simeq 2{,}3 \cdot 10^{-1}\, Q_i \tag{24}$$

In der Nachbarschaft von $Q_i \omega_o / S_k = 1$ geht d gegen Null. Hierfür ist $\Delta_e \Delta_i = 0{,}028 \cdot Q_i^{\,2}$, während die rechte Seite von Gleichung (21) $0{,}064 \cdot Q_i^{\,2}$ wird, d.h. das Stabilitätskriterium ist größenordnungsmäßig erfüllt.

Der Resonanzdurchgang kann durch die zusätzliche Anwendung eines azimutalen Magnetfeldes B_ϕ vermieden werden. Die Verschiebung des Instabilitätsgebietes durch B_ϕ wird ebenfalls in [29] ausführlicher dargestellt.

2.44 Negative-Mass- und Resistive-Wall-Instabilität

Die bereits in der Einleitung beschriebene longitudinale negative-mass-Instabilität begrenzt die erreichbare Ringqualität entscheidend. Die Ungleichung (5) gibt die Teilchenzahl N_e stabiler Ringe in Abhängigkeit von der Energiestreuung $\Delta E/E$ der Elektronen und der relativen Kopplungsimpedanz $|Z_m/mZ_o|$. Die Kopplungsimpedanz hängt von den Randbedingungen für das elektromagnetische Feld in der Ringumgebung ab. Z_m ist also unter anderem eine Funktion der Geometrie und der Leitfähigkeit der umgebenden Wände. Um große Teilchenzahlen zu erhalten, muß $|Z_m/mZ_o|$ möglichst klein gemacht werden.

Besonders kleine Werte von $|Z_m/mZ_o|$ können erreicht werden [30], wenn der Elektronenring dicht entlang einem inneren leitenden Zylinder geführt wird. Näherungsweise gilt dann

$$|Z_m/m| = \frac{h}{R} \cdot 300 \tag{25}$$

(h = Abstand des Ringes zum Zylinder). Für $h/R = 1/4$ kann man $|Z_m/m| \simeq 60\ \Omega$ erreichen und mit $\Delta E/E = 0{,}075$ Teilchenzahlen $N_e = 5 \cdot 10^{12}$, wie sie in der Tabelle I angenommen sind. Für einen Elektronenring, der sich innerhalb eines leitenden Zylinders befindet, gilt die obige Formel nur dann näherungsweise, wenn es gelingt, die in diesem Fall möglichen Resonanzen hinreichend zu bedämpfen.

---

[30] A.Faltens, L.J.Laslett, Part.Accelerators 4, 151 (1973)

[29] W.Dommaschk, MPI f.Plasmaphysik, RPR 30, interner Bericht

Die Verwendung gut leitender Zylinder in Ringnähe stößt auf Schwierigkeiten, da das gepulste Kompressorfeld durch die auf den Zylindern induzierten Bildströme gestört wird. Man muß daher dünne Zylinder mit solchen Widerständen verwenden, daß einerseits die Störung des Kompressionsfeldes vernachlässigbar ist, aber andererseits die für die Erniedrigung der Kopplungsimpedanz wichtigen Bildströme nicht unterdrückt werden.

Geht man davon aus, daß bei den zu betrachtenden Feldern nur Frequenzen wichtig sind, bei denen die Skintiefe groß ist gegen die Zylinderdicke, so kann der Zylinderwiderstand durch den sogenannten Oberflächenwiderstand R_s (Ω) beschrieben werden.

Damit der leitende Zylinder die bei negative-mass-Instabilität auftretenden Felder für alle Moden $m \geq 1$ abschirmt, muß $R_s \ll \frac{Z_0 \cdot h}{2R}$ sein, was für $R/h = 4$ zu verwendende Widerstände von $R_s \ll 45\ \Omega$ ergibt. Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, konnte im Experiment Unkompressor gezeigt werden, daß Wände mit $R_s = 15\ \Omega$, obwohl sich kleinere Störungen schon bemerkbar machten, eventuell noch verwendbar sind. Damit die gepulsten Kompressionsfelder nicht merklich durch die in den Zylindern induzierten Bildströme verzerrt werden, ist ein Widerstand $R_s > 0{,}1\ \Omega$ hinreichend, so daß zunächst ein größerer Spielraum für die Wahl von R_s bleibt. Dieser kleine Wert von R_s ist möglich, weil der Beitrag des gepulsten Feldes nur einen Bruchteil des Gesamtfeldes am Ort des Ringes ausmacht, so z.B. beim Einschuß nur 1/3 des Gesamtfeldes und am Ende der Kompression noch weniger.

Einen weiteren Vorteil bieten in der vorgeschlagenen Anordnung Zylinder mit einem Oberflächenwiderstand $R_s > 0{,}1\ \Omega$ während der Kompressions- und der Beladungsphase. Für einen Ring, der sich mit der Geschwindigkeit v längs des Zylinders bewegt, sind die vom Ring induzierten magnetischen Bildströme stets ausgedämpft, wenn $\frac{Z_0 \cdot v}{2R_s \cdot c} \ll 1$ gilt. Bei Geschwindigkeiten von $v \leq 10^7$ cm/s ist das für $R_s > 0{,}1\ \Omega$ erfüllt. Dann wirkt der Zylinder mit den allein vorhandenen Bildladungen als fokussierendes squirrel-cage-Element, dessen Wirkungsweise in 2.3 beschrieben ist. Auch aus einem anderen Grund ist die Einhaltung der Bedingung $\frac{Z_0 \cdot v}{2 \cdot R_s \cdot c} \ll 1$ wichtig [31, 32]. Die wegen des endlichen Widerstands im Zylinder auftretenden Ohm'schen Verluste verursachen eine die axiale Bewegung bremsende Kraft, die beträchtlich werden kann, wenn $\frac{Z_0 \cdot v}{2 \cdot R_s \cdot c} \simeq 1$ wird.

---

[31] P.Merkel, MPI f.Plasmaphysik, IPP 0/24 (Okt.74)

[32] W.Herrmann, MPI f.Plasmaphysik, IPP 0/25 (Nov.74)

Die zur Unterdrückung der longitudinalen negative-mass-Instabilität notwendigen leitenden Zylinder in Ringnähe können allerdings die resistive-wall-Instabilität anregen. Diese Instabilität führt zu kollektiven radialen und axialen Schwingungen um den Sollkreis, die durch die Rückwirkung naher Wände endlicher Leitfähigkeit angefacht werden. Beschränkt man die Analyse auf die wichtigste Mode $m = 1$, so liefert ein einfaches ebenes Modell für die radiale kollektive Mode mit der Frequenz S_k eine Anwachsrate [33, 34]

$$V = \frac{N_e \cdot r_o \cdot \beta \cdot c}{\pi \cdot \nu_r \cdot \gamma \cdot h^2} \frac{\pi^2}{24} f\left(\frac{h}{R}\right) \frac{\frac{Z_o \cdot h \cdot S_k}{2R_s \cdot R \cdot \omega_o}}{1 + \left(\frac{Z_o \cdot h \cdot S_k}{2R_s \cdot R \cdot \omega_o}\right)^2} \qquad (26)$$

worin h der Abstand zur Wand und $f(h/R) \simeq 0{,}5$ bis 1 eine geometrieabhängige Funktion ist. Diese Instabilität kann durch hinreichend große Landaudämpfung aufgrund der Abhängigkeit der Betatronfrequenz von der Elektronenenergie E unterdrückt werden, wenn gilt $\Delta S > V$.[+] Dabei ist $\Delta S = K_{1r} \frac{\Delta E}{E} \cdot S_k$. Für den Landaudämpfungskoeffizienten $K_{1r} = \frac{E\, dS_r}{S_k\, dE}$ können immer Werte von 1 bis 4 erreicht werden, falls man im Kompressionsbereich einen konischen Zylinder außerhalb, im Beladungs- und Beschleunigungsbereich einen Zylinder innerhalb des Ringes anbringt. Die Auswertung des Kriteriums ergibt, daß man zur Vermeidung der radialen Instabilität in der Kompressionsphase, in der zunächst $S_k/\omega_o \simeq 1 - \nu_r \simeq 0{,}5$ ist, den Oberflächenwiderstand $R_s \lesssim 1\Omega$ wählen sollte. Am Ende der Kompression, an dem $S_k/\omega_o \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ wird, sollte der Oberflächenwiderstand $R_s \gtrsim 10\Omega$ oder $R_s \lesssim 0{,}1\Omega$ sein. Eine entsprechende Betrachtung für die axiale $m = 1$ Mode ergibt für in Frage kommende Widerstände von $R_s = 0{,}1$–10Ω keine Instabilität. Es sollte aber darauf hingewiesen werden, daß die Anwendbarkeit des verwendeten Modells ohne Retardierung für die schnelle axiale Mode, die am Ende der Kompression mit der Umlaufsfrequenz vergleichbar wird, nicht sicher ist.

Es ist geplant, im Experiment im Kompressionsteil für $z \lesssim +1$ cm einen äußeren konischen Zylinder mit einem Oberflächenwiderstand von $0{,}16\Omega$ (V2A-Blech mit 5μ Dicke) zu verwenden, im Wartesaal und Beschleunigerteil mit $z > +1$ cm dagegen einen inneren Zylinder mit $R_s \simeq 10\Omega$.

---

[33] G.R. Lambertson, L.J. Laslett, LBL, ERAN-157 (1971)

[34] A. Faltens, private Mitteilung

[+] Hierbei ist angenommen, daß der die kollektive Schwingung treibende Term U, der vom Widerstand der Wände unabhängig ist, klein ist verglichen mit V. Ist U nicht klein, so kann Stabilität im allgemeinen nur erreicht werden, wenn die Landaudämpfung $\Delta S > \sqrt{V^2 + U^2}$ ist. Zur Berechnung von U für bei Pustarex in Frage kommende Leitergeometrien sind Untersuchungen im Gange.

2.5 Ringbeladung

Bei den bisherigen Experimenten zur Beschleunigung leichter Ionen erfolgt die Beladung des Elektronenringes durch Ionisierung einer dem Vakuum zugefügten Gaskomponente. Diese Beladungsmethode ist zur Erzeugung höher ionisierter schwerer Ionen nicht geeignet, da bei den erforderlichen langen Hochionisierungszeiten ständig neue Ionen mit niedrigen Ionisierungsstufen gebildet werden, die zu einer Überbeladung des Ringes führen. Es ist daher erforderlich, den Elektronenring an einem definierten Ort und zu einem definierten Zeitpunkt zu beladen, während die Höherionisierung an einem anderen Ort im Ultrahochvakuum ($p < 10^{-9}$ Torr) erfolgt. Um diese Vakuumbedingungen dort aufrechtzuerhalten, werden die zur Beladung notwendigen Teilchen in Form von gepulsten räumlich scharf begrenzten Strahlen zugeführt. Derartige Strahlen lassen sich mit geeigneten Gasen erzeugen, wenn man diese aus einem Vorratsbehälter höheren Druckes durch ein Düsensystem ins Vakuum expandieren läßt. Dabei kondensieren die Gasatome bzw. Moleküle zu Clustern und bilden Strahlen, deren räumliche Schärfe mit steigender Clustergröße zunimmt. Zunächst ist die Verwendung der Edelgase Ne, Ar, Kr und Xe geplant, da sich aus diesen bereits ohne Kühlung des Vorratsbehälters Clusterstrahlen erzeugen lassen. In einem vorbereitenden Experiment[35] wurde die Erzeugung gepulster Clusterstrahlen erprobt, sowie Messungen der örtlichen Teilchendichte des Strahls und der mittleren Clustergröße durchgeführt. Einige Ergebnisse sind in Abb.20 zusammengestellt. Die Abbildung zeigt gemessene atomare Dichteverteilungen über den Strahlquerschnitt für verschiedene Drucke im Vorratsbehälter für Argon. Durch Druckerhöhung können ohne weiteres auch höhere Dichten hergestellt werden.

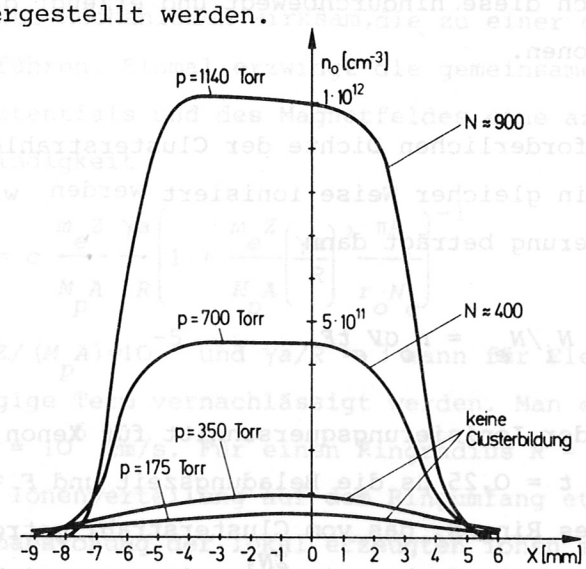


Abb.20 Dichteprofil des Clusterstrahles

[35] G.Siller, H.B.Schilling, E.Buchelt, MPI f.Plasmaphysik, IPP O/27 (Febr.75)

Eine schematische Darstellung der geplanten Einschußapparatur für zwei tangential zum Ring einfallende Clusterstrahlen zeigt Abb.21.

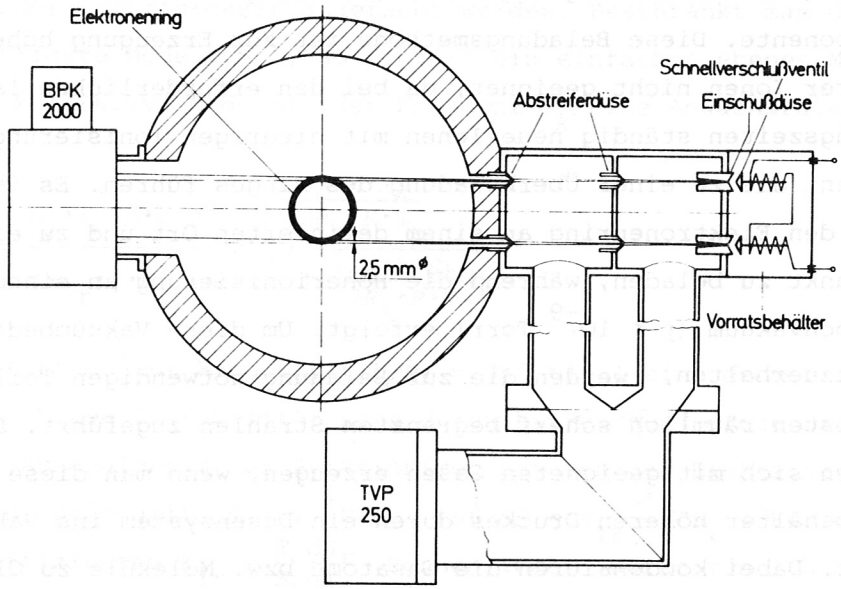


Abb.21 Einschußapparatur für Clusterstrahlen

Auf der rechten Seite befindet sich der Gasvorratsbehälter mit zwei Schnellschlußventilen. Durch eine konische Düse strömt das Gas unter Clusterbildung in die erste Vakuumkammer und wird dort durch ein Abschälerpaar radial begrenzt. Ein weiteres Abschälerpaar begrenzt den Gasanfall im Beladungsraum. Auf der gegenüberliegenden Seite des Beladungsraumes werden die Strahlen in einer Helium-Kryopumpe absorbiert. Nach Bildung der Clusterstrahlen wird der Elektronenring durch diese hindurchbewegt und erzeugt dabei die zur Beladung notwendigen Ionen.

Zur Abschätzung der erforderlichen Dichte der Clusterstrahlen wird zunächst angenommen, daß diese in gleicher Weise ionisiert werden wie entsprechendes Neutralgas. Die Ionisierung beträgt dann

$$N_i/N_e = n_o \sigma V_e t F \qquad (27)$$

$\sigma = 1{,}8 \cdot 10^{-18}$ cm^2 ist der Ionisierungsquerschnitt für Xenon, $v_e \simeq c$ die Elektronengeschwindigkeit, $t = 0{,}25$ µs die Beladungszeit und $F \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ das Verhältnis des Volumens des Ringes, das vom Clusterstrahl getroffen wird, zum Gesamtvolumen. Wenn man daran denkt, ein $\frac{ZN_i}{N_e} = 1\%$ zu erreichen mit einer Ladungszahl $Z \simeq 25$, folgt $n_o \simeq 10^{12}$ cm^{-3}.

Ein Vergleich mit Abb.20 zeigt, daß Clusterstrahlen dieser Dichte hergestellt werden können. Es ist allerdings denkbar, daß die durch Elektronenstoß gebildeten Ionen nicht aus ihrem Clusterverband herausgelöst werden, sondern diesen ganz oder teilweise mit in den Wartesaal transportieren, wo dann auch die übrigen Atome ionisiert werden. In diesem Fall müßte die Zahl der eingeschossenen Teilchen um einen Faktor verringert werden, der sich aus dem Verhältnis der Atomzahl zur Ionenzahl im Cluster ergibt. Dies läßt sich unter Beibehaltung des gewählten Konzeptes am einfachsten durch Ausblendung eines kleineren Strahldurchmessers erreichen. Die für Xenon abgeschätzte Teilchendichte gilt größenordnungsmäßig auch für die anderen erwähnten Edelgase. Bei einem Wechsel des Beladungsgases muß daher lediglich der Einlaßdruck geändert werden.

Die Ionenbeladung durch einen Neutralgasstrahl ergibt bei der in Abb.21 skizzierten Anordnung eine zunächst azimutal inhomogene Beladung des Ringes. Ionen werden nur in dem Segment des Ringes gebildet, das vom Gasstrahl gestreift wird. Eine nichtrotationssymmetrische Ionenladung wirkt als Störung für die Bewegung der Elektronen. Es treten eine Störung $\delta\nu_r$, $\delta\nu_z$ der Teilchenfrequenzen und des radialen Moments der Ringelektronen auf, so daß im Prinzip die halbzahlige und die ganzzahlige $\nu_r = 1$ Resonanz angeregt werden könnte. Diese Resonanzen sind vermeidbar, wenn die Beladung f auf höchstens 1-2% begrenzt wird (siehe Abschnitt 2.41). Es könnte erforderlich werden, die Anordnung der zwei Clusterstrahlen durch Drehung um 180° in ϕ zu symmetrisieren.

Es sind jedoch zwei Mechanismen wirksam,die zu einer gleichmäßigen Ionenverteilung im Ring führen. Einmal erzwingt die gemeinsame Wirkung des elektrostatischen Ringpotentials und des Magnetfeldes eine azimutale Ionendrift mit einer Geschwindigkeit

$$v_\phi = c\,\frac{m_e Z}{M_p A}\,\frac{\gamma a}{R}\left(1 + \frac{m_e Z}{M_p A}\left(\frac{\gamma a}{R}\right)^2 \frac{\pi R}{r_o N_e}\right)^{-1} \qquad (28)$$

Für Werte von $m_e Z/(M_p A) = 10^{-5}$ und $\gamma a/R \simeq 3$ kann für Elektronenzahlen $N_e > 10^{10}$ der von N_e abhängige Term vernachlässigt werden. Man erhält eine Driftgeschwindigkeit $v_\phi = 10^6$ cm/s. Für einen Ringradius $R = 2{,}5$ cm beträgt dann die Zeit für die Ionenverteilung auf dem Ringumfang etwa 10 µs. Daneben bewirkt die Coulombabstoßung der lokal erzeugten Ionen ebenfalls ein Auseinanderlaufen der Ladungsverteilung. Eine Abschätzung zeigt, daß dieser Effekt einen Beitrag von derselben Größenordnung wie die Drift ergibt.

2.6 Vakuumsystem

Die Anforderungen an das Vakuumsystem werden davon bestimmt, daß während des Aufenthaltes des bereits beladenen Elektronenringes im Warteraum nicht mehr als 1% zusätzlich Ionen aus dem Restgas eingefangen werden sollen. Bei der geplanten Verwendung von Turbomolekular- und Kryopumpen handelt es sich bei dem Restgas im wesentlichen um Wasserstoff. Um einen ausreichend hohen Ionisierungszustand zu bekommen, z.B. Z = 25 für Xenon, ist mit Aufenthaltszeiten von 10 ms zu rechnen (siehe Tab.I und II und [7]). Daraus folgt für den zulässigen Wasserstoffdruck

$$P_H < 5 \cdot 10^{-10} \text{ Torr.}$$

Durch Serienschaltung von 2 Turbomolekularpumpen läßt sich dies in einer gut ausgeheizten Apparatur erreichen.

Außer durch normale Desorption von den Wänden ist jedoch mit einer verstärkten gepulsten Desorption durch auftreffende relativistische Elektronen während der Elektronenringbildung zu rechnen. In einem Vorversuch konnte allerdings gezeigt werden, daß entgegen Befürchtungen aufgrund früherer Experimente in einem Hochvakuumteststand ($p \leq 2 \cdot 10^{-10}$ Torr) die Desorptionsrate nur 0,1 beträgt. Unter der Annahme, daß nur etwa 25% des eingeschossenen Strahles ($N_e = 5 \cdot 10^{12}$) im Ring bleiben und der Rest verlorengeht, ist mit einem Gasanfall von $1{,}5 \cdot 10^{12}$ Molekülen zu rechnen. Bei einem Volumen von 75 l bedeutet das einen Druckanstieg von $5 \cdot 10^{-10}$ Torr. Im geplanten Experiment werden Teilchen vorwiegend an der Einschußschnauze desorbiert und verteilen sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von ca. 1000 m/s über das ganze Kammervolumen. Dabei ist der Kompressionsvorgang des Elektronenringes etwa 20mal schneller, so daß während dieser Zeit keine merkliche Ionisierung von unerwünschtem Gas erfolgt. Allerdings erreicht der Gasstrom in etwa 1 ms den Warteraum, und es besteht das Problem, dort ein Vakuum von $< 5 \cdot 10^{-10}$ Torr aufrechtzuerhalten. Es ist notwendig, in der Nähe des Warteraums eine UHV-Pumpe großer Saugleistung unterzubringen. Hierfür ist eine He-Verdampferpumpe mit 10000 l/s Saugleistung in einer zum Rezipienten koaxialen Bauform vorgesehen. Zusätzliche Kaltflächen können in der Nähe des Gasanfalls untergebracht werden. Vorversuche mit einem Testrezipienten, in dem bereits Drücke von $2 \cdot 10^{-10}$ Torr erreicht wurden, insbesondere auch zur Untersuchung des Massenspektrums, sind im Gang.

Eine zweite Gasquelle ist der Clusterstrahl, der durch Streuung an den Begrenzungsblenden Teilchen verliert. Die Gesamtzahl der eingeschossenen Teilchen (in 2 Strahlen) ist

$$N = 2n_o q v_c t_c \simeq 1 \cdot 10^{13} \qquad (29)$$

mit $q = 0{,}05\ cm^2; v_c = 1000\ m/s; t_c \simeq 1\ ms;\ n_o = 10^{12}\ cm^{-3}$

Wenn man annimmt, daß 10% davon gestreut werden, so bleibt man noch unter der Teilchenzahl, die durch die relativistischen Elektronen freigemacht wird.

Abb.22 zeigt eine Prinzipzeichnung der Vakuumapparatur. Laufende Voruntersuchungen können noch Änderungen notwendig machen.

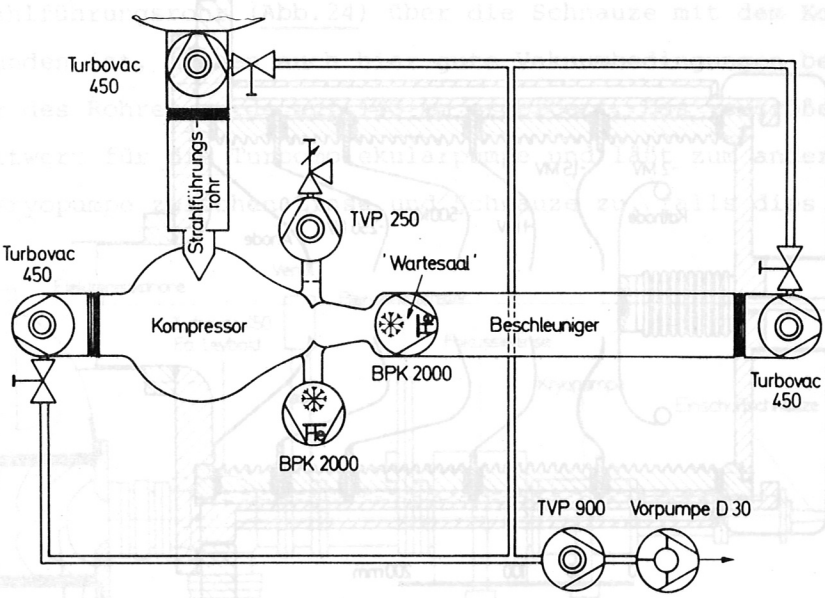


Abb.22 Prinzipzeichnung der Vakuumapparatur

2.7 Injektor- und Strahlführungssystem

Elektroneninjektor:

Als Elektroneninjektor soll wieder das Febetron 705 verwendet werden. Für eine an den Hochspannungsgenerator (Marx-Typ) angespannte Feldemissionsröhre ergibt sich für 30 kV Ladespannung eine Beschleunigungsspannung von 2 MV. Der Gesamtstrom liegt bei 5 kA, wovon etwa 1 - 1,2 kA auf den Elektronenstrom, der Rest auf den Strom durch den koaxialen Anpassungswiderstand (700 Ω) entfallen. Die Feldemissionsröhre entspricht ebenfalls der bisher verwendeten Bauart [36, 37, 38]. Lediglich die Vakuumwand wird verbessert. Die von O-Ringen gedichteten Kunststoffisolatoren werden durch Aluminiumoxid-Keramikringe mit gelöteten Metallverbindungen ersetzt, die mit den Potentialringen verschweißt sind (Abb.23).

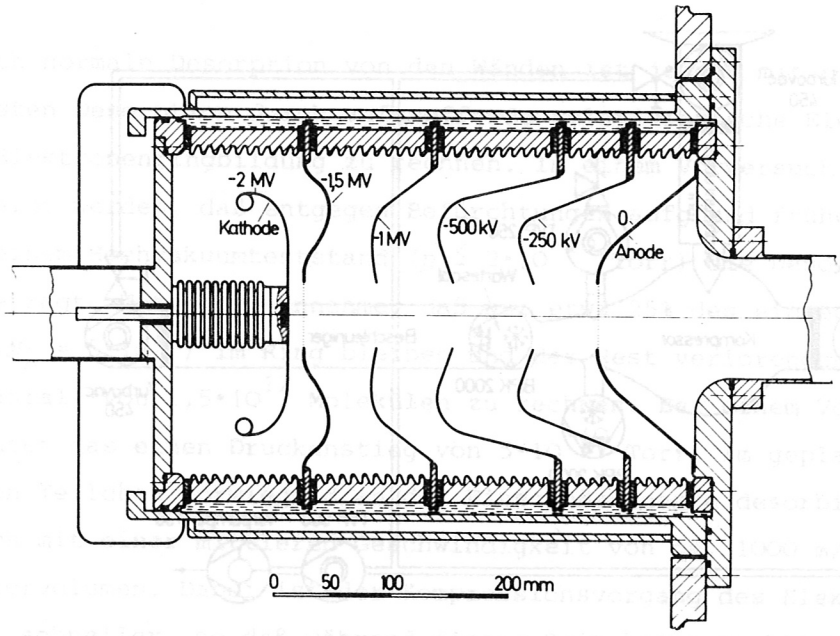


Abb.23 Feldemissionsröhre

Strahlführungssystem:

Der Strahl verläßt die Röhre mit hoher Winkel- und Energiestreuung in einem Impuls von etwa 100 ns Länge und tritt in das Strahlführungssystem ein, das in Abb.24 dargestellt ist. Die Magnetlinse des Strahlführungssystems fokus-

[36] W.Dommaschk, MPI f.Plasmaphysik, IPP O/12 (Mai 1973)

[37] C.Andelfinger, W.Ott, MPI f.Plasmaphysik, IPP O/13 (Mai 1972)

[38] J.Fink, W.Ott, MPI f.Plasmaphysik, IPP O/17 (Juli 1973)

siert den Strahl, selektiert die Energie und beschneidet dadurch gleichzeitig die Impulslänge, da die Energie der Elektronen vor allem eine Funktion der Zeit ist. Rechnungen [39] unter Einschluß von Raumladungseinflüssen haben gezeigt, daß es möglich ist, aus dem Röhrenstrom einen Anteil von 350 A mit einer Winkelstreuung von 44 mrad durch eine Einschußschnauze mit einem Durchmesser von 13 mm zu fokussieren. Die volle Halbwertsbreite des Impulses ist dann ≃ 10 ns und die volle Energiestreuung etwa 4%.

Bei einem Ringradius von R = 0,19 m entsprechen 10 ns in etwa 3 Umläufen der relativistischen Elektronen. Das ist auch gerade die Zeit, die bei $\nu_z = \sqrt{n} \simeq 2/3$ zur Verfügung steht, die Elektronen mit Hilfe eines gepulsten radialen Magnetfeldes auf ihren Sollkreis zu inflektieren. Die Inflektion erfolgt axial, damit innere oder äußere leitende Zylinder nahe an den Ring gebracht werden können.

Da das Strahlführungsrohr (Abb.24) über die Schnauze mit dem Kompressionsgefäß verbunden ist, müssen auch hier gute Vakuumbedingungen bestehen. Der Durchmesser des Rohres wurde auf 140 mm erweitert. Das vergrößert einmal den Saugleitwert für die Turbomolekularpumpe und läßt zum anderen den Einbau einer Kryopumpe zwischen Linse und Schnauze zu, falls dies notwendig wird.

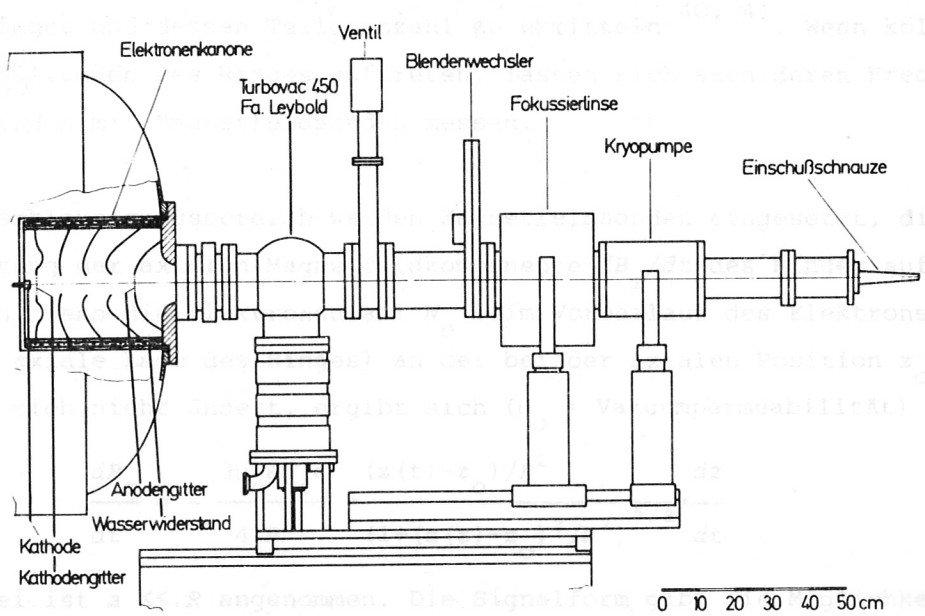


Abb.24 Strahlführungssystem

[39] W.Dommaschk, MPI f.Plasmaphysik, interner Bericht RPR 29 (Febr.1975)

Das Strahlführungsrohr befindet sich im Streufeld der statischen Spule und teilweise im Feld der gepulsten Spulen. Beide Felder müssen abgeschirmt werden. Das Rohr wird deshalb aus Weicheisen hergestellt und bei Bedarf mit μ-Metall ausgekleidet.

Das abschirmende Strahlrohr und hier insbesondere die Einschußschnauze darf keine Feldstörung im Ringbereich hervorrufen. Durch eine cosinusartige Stromverteilung in einer Spule auf der Schnauze zusammen mit einer Cu-Abschirmung der gepulsten Felder kann der störende Einfluß der Einschußschnauze minimalisiert werden.

2.8 Diagnostik

Elektronenring- und Ionen-Diagnostik

Für die verschiedenen Abschnitte des vorgeschlagenen Beschleunigers (Gebiet der schnellen Ringkompression, Wartesaal und Beschleunigungssektion) werden verschiedene Diagnostikmethoden angewendet, die zum größten Teil schon bei der Untersuchung der Kompressionsphase und der beschleunigten Ringe erprobt worden sind. Bei fast allen Methoden muß großer Wert darauf gelegt werden, daß das Diagnostikelement den Elektronenring nicht unzulässig beeinflußt. Man nutzt aus, daß der Ring von einem (nahezu statisch mitgeführten) elektrischen und magnetischen Feld umgeben ist, und daß er elektromagnetische Strahlung (Harmonische der Umlauffrequenz der Elektronen und Kombination mit den Betatronfrequenzen, Synchrotronstrahlung und Röntgenstrahlung) aussendet, die in charakteristischer Weise von Ringeigenschaften abhängt.

Messung des magnetischen Ringeigenfeldes

Eine geeignete Anordnung mehrerer Magnetfeldsonden ermöglicht es, aus der Messung des magnetischen Ringeigenfeldes den Radius, die axiale Position des Ringes und dessen Teilchenzahl zu ermitteln[40, 41]. Wenn kollektive Instabilitäten des Ringes auftreten, lassen sich auch deren Frequenzen und Amplituden mit Magnetfeldsonden messen.

Im Beschleunigungsbereich werden Magnetfeldsonden eingesetzt, die die Zeitableitung der axialen Magnetfeldkomponente dB_z/dt des Ringes auf der Achse messen. Wenn die Elektronenzahl N_e beim Vorbeilauf des Elektronenringes ($z(t)$ axiale Lage des Ringes) an der bei der axialen Position z_o stehenden Sonde sich nicht ändert, ergibt sich (μ_o = Vakuumpermeabilität)

$$\frac{dB_z}{dt} = -\frac{3\mu_o e N_e c}{4\pi R^2} \cdot \frac{(z(t)-z_o)/R^2}{(1+(z(t)-z_o)^2/R^2)^{5/2}} \cdot \frac{dz}{dt} \qquad (30)$$

Hierbei ist $a \ll R$ angenommen. Die Signalform gibt die Möglichkeit, die Geschwindigkeit dz/dt (und weiterhin die Beschleunigung) des Elektronenringes im Bereich um den Sondenort z_o herum zu ermitteln, z.B. aus den Extrema von dB_z/dt, die bei etwa $z = z_o \pm R/2$ liegen, aus der Zeitdifferenz dieser Ex-

---

[40] Proc.4th Work Meeting on Electr.Ring Acc., IPP Garching (Febr.1971) IPP O/3, p.8

[41] C.Andelfinger, W.Herrmann, M.Ulrich, IPP O/9 (Sept.1971)

trema, für die der Ring eine Strecke von etwa R zu durchlaufen hat, oder aus dem Wert von d^2B_z/dt^2 an der Stelle des Nulldurchgangs ($z(t) = z_o$) von dB_z/dt. Bei Verwendung mehrerer Sonden an verschiedenen Orten z_o erhält man darüberhinaus die mittlere Ringgeschwindigkeit und -beschleunigung aus den Laufzeiten, die man aus der Zeitdifferenz der Nulldurchgänge der dB_z/dt-Signale erhält.

Synchrotronstrahlungsmessungen

Die Strahlungsleistung eines Elektrons, das auf einer Kreisbahn mit dem Radius R umläuft, wurde von Schwinger [42] berechnet. Das Ergebnis läßt sich bei Annahme inkohärenter Strahlung für die Synchrotronstrahlung der Elektronen im Ring verwenden. Die Strahlung ist polarisiert und wird mit abnehmender Wellenlänge stark in Vorwärtsrichtung gebündelt; man kann daher den Ringquerschnitt ohne "Abel-Inversion" vermessen.

Für kleine Wellenlängen hängt die Strahlung sehr stark von der Energie ab, womit eine Energiebestimmung der Elektronen möglich ist.

Die Synchrotronstrahlungsmessung gibt viele weitere Diagnostikmöglichkeiten, die bisher nur teilweise ausgenutzt sind [43]. Die Synchrotronstrahlungsmessung besitzt den großen Vorteil, daß sie als einzige den Elektronenring nicht stört. Sie wird aber wegen der großen Energieabhängigkeit erst am Ende der Ringkompression im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich meßbar (für die vorgesehenen Parameter); sie wird für den Wartesaal-Bereich die wichtigste Diagnostikmethode sein, um die Teilchenzahl, den großen Ringradius R sowie die kleinen Ringhalbachsen a und b während der Phase der Hochionisierung der schweren Elemente zu bestimmen. Sie kann auch zur Untersuchung der beschleunigten Ringe verwendet werden.

Bis zu Zeiten von der Größenordnung einiger ms ist der Energieverlust durch inkohärente Synchrotronstrahlung zu vernachlässigen. Sie begrenzt aber den möglichen Aufenthalt im Wartesaal auf diesen Zeitbereich.

Die Messung der Synchrotronstrahlung wird mit optischen Elementen aus Infrasilglas und Oberflächenspiegeln, mit Lichtleitern, Interferenzfiltern und

---

[42] J.Schwinger, Phys.Review 75, 1912 (1949)

[43] C.Andelfinger, W.Herrmann, A.Schlüter, U.Schumacher, M.Ulrich, IEEE Trans.Nucl.Science NS-18, 3, p.505-507 (June 1971)

Photovervielfachern durchgeführt. Die Eichung erfolgt mit einer Wolframbandlampe.

Röntgenstrahlmessung

Zur Messung des Elektronenverlustes (beim Durchgang durch gefährliche Resonanzen während der Kompression oder bei kollektiven Instabilitäten) wird wie bisher die Röntgenstrahlung ermittelt, die beim Auftreffen von Elektronen auf Materialien entstehen. Die Röntgenstrahlung wird mit einem Plastik-Szintillator und Photovervielfacher in einer "Loch-Kamera" mit Bleiabschirmung gemessen.

Nachweis der kollektiv beschleunigten Ionen

Die kollektive Beschleunigung der Ionen kann wie bisher aus der Trägheit des Ringes durch Beschleunigungsmessungen mit den Magnetfeldsonden sowie durch Kernspuren in Zellulosenitratfolien nachgewiesen werden [17, 18]. Bei den zu erwartenden höheren Ionenenergien läßt sich die Energie der Ionen aus der Form und Tiefe der Krater in den geätzten Folien bestimmen [18]. Außerdem ergibt sich die Möglichkeit der Ermittlung der Energieverteilung $\Delta E/E$ durch Verwendung von Folienpaketen oder vorgelegten Absorbern.

Für den Nachweis der Ionenbeschleunigung durch Kernreaktionen gibt es eine Fülle von Möglichkeiten, die von der Art der beschleunigten Ionen, von der Energie und vom Targetkern abhängen. Es sollen deshalb an dieser Stelle keine Beispiele gegeben werden. Man wird sich auf Reaktionen beschränken, die eine Schwellenenergie besitzen (womit man eine untere Grenze der Ionenenergie erhält), und für die es keine Parallelreaktionen gibt.

EDV-Überwachung

Zur Überwachung der Startbedingungen des Experimentes wird eine Reihe von stationären Meßwerten aufgenommen und mit vorgegebenen Sollwerten verglichen. Typische zu überwachende Werte sind das quasistationäre Hauptmagnetfeld, die Batterieladespannungen für die gepulsten Felder sowie Spannungen und Ströme von Injektor, Inflektor und Strahlführungssystem. Für diese Zwecke stehen etwa 20 Meß-Kanäle zur Verfügung. Werden nach Ablauf der Ladephase

die vorgegebenen Sollwerte erreicht, so gibt der Rechner den Startimpuls für das Experiment, andernfalls wird das Experiment abgebrochen und ein Fehlerprotokoll ausgedruckt. Ein Teil der nach dem Start anfallenden dynamischen Meßwerte wird ebenfalls durch die EDV überwacht. Dadurch können Oszillografen und Filmmaterial eingespart, sowie die Auswertungszeit verkürzt werden. Durch Zeitmeßeinrichtungen können beispielsweise die Triggerzeitpunkte der verschiedenen Kreise kontrolliert werden. Ferner ist es möglich, schnellveränderliche Amplituden zu vorgegebenen Zeitpunkten zu überwachen.

Zur schnellen Anpassung an wechselnde experimentelle Bedingungen können die Sollwerte und Toleranzen durch Eingabe über den Fernschreiber verändert werden. Die vorhandene Hardware besteht aus einem Rechner PDP 11/20 mit 8 k Worten Kernspeicher, einem AD-Converter mit Multiplexer für 32 Eingangskanäle für die Messung der stationären und dynamischen Amplituden, 11 schnellen Sample-and-Hold-Einheiten (Gate-Öffnungszeit ≥ 2 ns) sowie Vorverstärkern und Diskriminatoren für die Erfassung der dynamischen Amplituden, 11 quarzgesteuerten Zählern mit 10 ns Taktzeit für die Zeitmessungen sowie einem Fernschreiber zur Ein- und Ausgabe der Daten. Als Programmträger werden Lochstreifen in Verbindung mit einem langsamen Lochstreifenstanzer und -leser verwendet. Abb.25 zeigt das Schema der EDV-Überwachung.

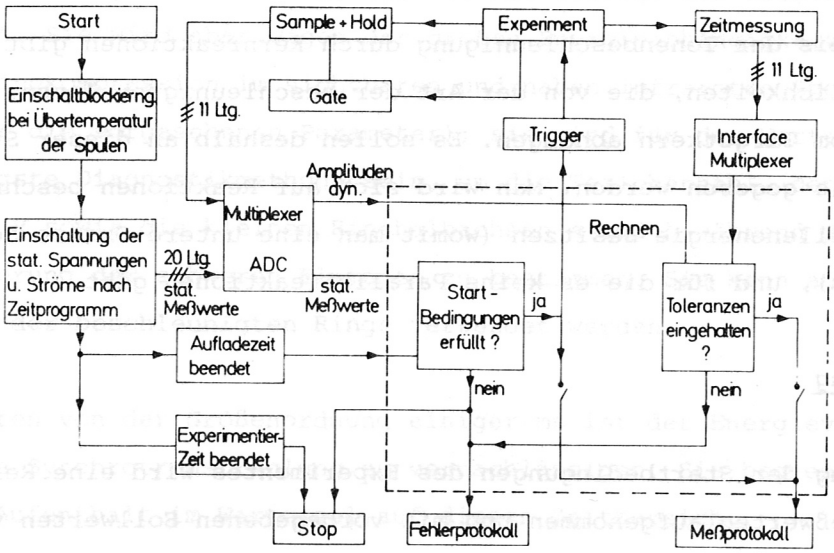


Abb.25 Schema der EDV-Überwachung

2.9 Begleitende Untersuchungen

Vorbereitende Versuche

Während der Bestell- und Aufbauzeit des Experimentes können an dem Meßplatz des Experimentes Unkompressor Vorversuche durchgeführt werden. Zunächst ist daran gedacht, die Störfelder der Einschußschnauze mit Hilfe von quasistatischen Strömen in einer cosinusartigen Spule zu kompensieren. Danach kann die axiale Inflektion, die für das Experiment abweichend von den bisherigen Experimenten vorgesehen ist, untersucht werden. Ferner können alle Probleme der Anfangsphase der Ringbildung und Kompression in sehr guter Näherung der Randbedingungen zu dem geplanten Experiment studiert werden. Insbesondere kann untersucht werden, welche Leitfähigkeit Wände in der Umgebung des Ringes haben müssen, damit sowohl die negative-mass-Instabilität als auch die resistive-wall-Instabilität unterdrückt werden unter der Bedingung, daß das gepulste Feld die leitenden Strukturen durchdringen kann.

Die Herstellung von leitenden Wänden mit genauen Oberflächenwiderständen im Bereich zwischen 0,2 und 10 Ω erscheint noch etwas schwierig. Wegen der auftretenden hohen Stromdichten beim Aufbau der gepulsten Felder haben sich reine Edelmetallschichten als nicht brauchbar erwiesen. Graphitschichten mit eingelagertem Silber gaben gute Resultate. Allerdings müssen die Methoden, zylindrische Oberflächen gleichmäßig mit einem gewünschten Oberflächenwiderstand zu belegen, noch verbessert werden.

Sollte es sich während der Experimente als notwendig herausstellen, den Elektronenstrahl zur Optimierung der Ringe zu verändern, können auch solche Versuche durchgeführt werden. Insbesondere könnte es notwendig werden, die Energie der Elektronen und ihren Einschußort als Funktion der Zeit zu verändern.

Geplante Untersuchungen am Experiment Schuko

Bis zum Aufbau des geplanten Experimentes werden noch etwa zwei Jahre zur Verfügung stehen, in denen am Experiment Schuko Untersuchungen durchgeführt werden können, die einerseits von allgemeiner Bedeutung für die kollektive Ionenbeschleunigung und die damit zusammenhängenden Fragen sind und andererseits unmittelbar der Vorbereitung und detaillierten Auslegung des geplanten Experiments dienen.

Von allgemeinerem Interesse ist sicher die Untersuchung der kollektiven Instabilitäten (longitudinale und transversale Instabilitäten, Ionen-Elektronen-Instabilitäten) und ihre Vermeidung, sowie (davon teilweise abhängig) die Erhöhung der Haltefeldstärke E_H in den beschleunigten beladenen Elektronenringen.

Zur Verbesserung der Ringqualität, d.h. der Erhöhung von E_H, sollen Variationen der die Ringeigenschaften bestimmenden Parameter (wie Elektronenstrahlqualität, Inflektionsmechanismus, Kompressor-Kopplungsimpedanz, Landaudämpfungskoeffizienten) durchgeführt werden.

Um Änderungen von E_H bei diesen Parametervariationen gut messen zu können, muß die Diagnostik der beschleunigten Elektronenringe noch wesentlich verbessert werden. Der Ausbau, das Testen und die Verbesserung der Meßmethoden für die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der Ringe dient auch der Vorbereitung für das geplante Experiment. Dem schließt sich die Erprobung der Teilchennachweismethoden und der Energiemessung mit Kunststoff-Folien an. Wenn mindestens etwa doppelt so hohe Energien wie bisher erreicht sein werden, soll mit der Entwicklung und Erprobung des Nachweises und der Messung der beschleunigten Ionen mit kernphysikalischen Methoden [+] begonnen werden. Dabei ist zuerst an den Nachweis von Positronenstrahlung gedacht, die bei der Zerstrahlung mit Elektronen durch die zwei in entgegengesetzte Richtung fliegenden γ-Quanten in einer Koinzidenzanordnung nachgewiesen werden kann.

Das derzeit laufende Experiment eignet sich auch zur Untersuchung vieler spezieller Fragen (wie z.B. das Kreuzen von Einzelteilchenresonanzen unter bestimmten Bedingungen), die noch während der detaillierten Auslegung des geplanten Experimentes auftreten können.

[+] In Zusammenarbeit mit dem Physik-Department der TU München

Theoretische Untersuchungen

Die Arbeiten über Gleichgewicht und Stabilität relativistischer Elektronen-Ionen Ringe werden weitergeführt. Insbesondere wird der Schwerpunkt auf der Untersuchung kollektiver Instabilitäten liegen, wie der negative-mass-Instabilität, der transversalen resistive-wall-Instabilität, der Ionen-Elektronen-Instabilität. Da die erreichbare Ringqualität wesentlich von diesen Instabilitäten abhängt, muß nach Möglichkeiten gesucht werden, sie zu unterdrücken. Dazu ist es beispielsweise wichtig, die Abhängigkeit dieser Phänomene von den elektrischen und magnetischen Randbedingungen für die vom Ring erzeugten Felder zu studieren.

Von Bedeutung ist weiterhin der stabilisierende Einfluß der Landaudämpfung und die Erweiterung der bisher meist im linearen Bereich geführten Instabilitätsrechnungen auf den nichtlinearen Bereich.

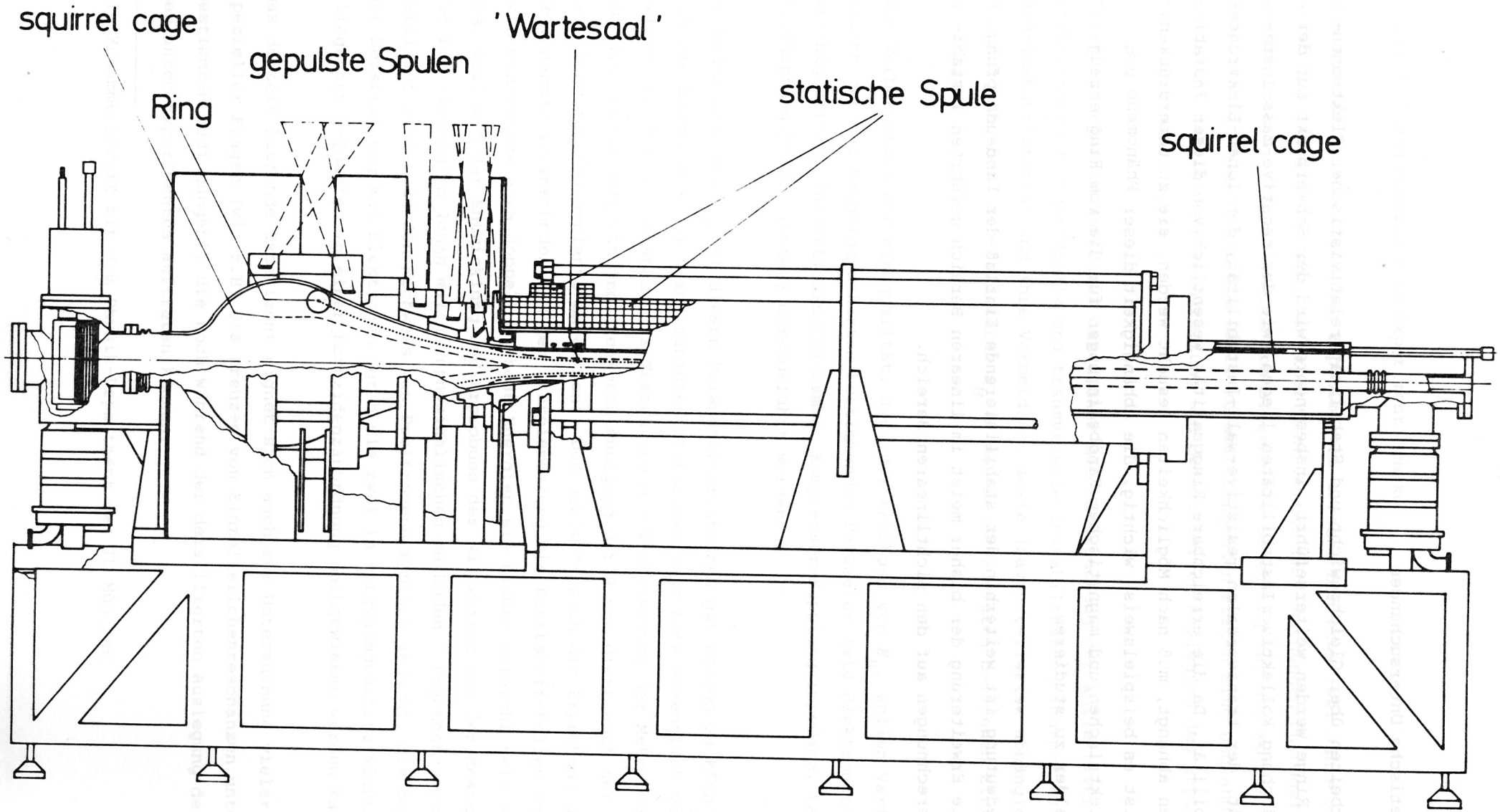


Abb.26 Darstellung der experimentellen Anordnung

3. RAUMBEDARF, KOSTEN UND ZEITPLAN

3.1 Raumbedarf

Die experimentellen Einrichtungen benötigen nicht mehr Raum als die bisher betriebenen Experimente. Zur Zeit ist der Bereich Relativistische Plasmen im Gebäude L6 untergebracht. Da diese große Experimentierhalle für Großprojekte, wie z.B. Hochbetastellerator oder Asdex, besser genutzt werden kann, ist an einen Umzug in den Gebäudekomplex D1-L1-W1 gedacht, da die kleinen Laborhallen L1-L4 für die jetzige Generation von Fusionsexperimenten nicht mehr geeignet sind. Hier entstehen Umbau- (Strahlenschutz) und Renovierungskosten in Höhe von ca. DM 200.000,-. Die Raumplanung ist bei den z.Zt. vorhandenen Möglichkeiten so, daß sogar später, bei positivem Ausgang der Untersuchungen, ohne großen Bauaufwand (geschätzt werden DM 300.000,-) das Beschleunigungssystem auf ca. 30 m verlängert werden könnte.

3.2 Investitionskosten

Die wesentlichen Kosten entstehen für das statische Magnetfeldsystem, für das verbesserte Vakuumsystem, für den Umbau der gepulsten Magnetfeldkreise und für die Erweiterung des Strahlenschutzes und der Diagnostik. Die Kosten ergeben sich z.T. aus vorliegenden Angeboten, sowie aus Schätzungen, die mit Hilfe der Betriebskostenabrechnung ähnlicher Aufträge erstellt wurden.

Kostenaufstellung

Magnetfeldsystem

a) statische Magnetfeldspule	DM 150.000,--
b) Aufwendungen für Stromversorgung und Kühlung	50.000,--
c) mechanische Halterungen	20.000,--
d) gepulstes Spulensystem	70.000,--
e) Umbauten am Energiespeicher	30.000,--
f) Ergänzungen der Triggereinrichtungen	50.000,--
	DM 370.000,--

Injektionssystem

a) Feldemissionsröhre Keramik	DM 18.000,--
b) Elektroden und Wasserwiderstand	15.000,--
c) Turbopumpe Turbovac 450 und Zubehör	22.000,--
d) Strahlführungsrohr und Blendenwechsler	35.000,--
	DM 90.000,--

Vakuumsystem

a) 1 spez. Kryopumpe (2,5° K)	DM 25.000,--
b) 2 Kryopumpen BPK 2000	25.000,--
c) Vakuumgefäß Glasteile	5.000,--
d) Vakuumgefäß Metallteile	25.000,--
e) Clustereinschußapparat	12.000,--
f) div. Kleinmaterial	10.000,--
	DM 102.000,--

Diagnostik

a) Ionendiagnostik	DM 40.000,--
b) Magnetfelddiagnostik	20.000,--
	DM 60.000,--

Strahlenschutz und Schallschutz	DM 100.000,--
Ersatzinvestitionen (Kondensatoren, Funkenstrecken, Kabel)	DM 90.000,--
Gesamtsumme der Investitionskosten:	DM 812.000,--

Im Experiment Schuko vorhandene und mit zu verwertende Elemente:

a) Febetron	DM 260.000,--
b) 140 kJ Energiespeicher (nur 70 kJ erforderlich)	280.000,--
c) Strahlen- und Schallschutzbunker	60.000,--
d) Vakuumeinrichtungen	40.000,--
e) Diagnostikeinrichtungen (Oszillografen, PDP 11, sonstiges)	350.000,--
	DM 990.000,--

Gesamtumfang des Experimentes: DM 1.802.000,--

Umbau- und Renovierungskosten: DM 200.000,--

Die ausgewiesenen Investitionen fallen in den Jahren 1976 und 1977 an. In den folgenden Jahren ist mit einem Investitions- und Ersatzinvestitionsbedarf von DM 250.000,--/Jahr zu rechnen. Hierunter fällt insbesondere die Entwicklung von Hochspannungsmodulen für höhere Repetitionsraten. Ca. 30% der Investitionskosten entfallen auf Eigenfertigung des IPP.

3.3 Personalbedarf

Der Personalstand des Bereiches Relativistische Plasmen wird für gerade ausreichend angesehen. Dies sind neben dem Projektleiter 5 Physiker, 3 Diplom-Ingenieure, 2 grad. Ingenieure, 3 Ingenieure, 2 Techniker, 1 Werkstattleiter, 9 Mann technisches Personal, 1 Programmierer und 1 Sekretärin. Der Stellenbedarf ist entsprechend dem Wirtschaftsplan 1976 und der augenblicklichen Besetzung:

Bat I	1
Bat Ia	3
Bat Ib	3
Bat IIa	2
Bat III	2
Bat IVa	3
Bat IVb	2
Bat Vb	2
Bat Vc	4
Bat VIb	3
MTB I	3
	28

3.4 Zeitplan

Die Phase der Detailkonstruktion sollte im wesentlichen im ersten Halbjahr 76 abgeschlossen werden. Parallel dazu laufen Tests, deren Ergebnis u.U. die Konstruktion noch beeinflussen können. Ab Juli 76 sollten alle größeren Bauteile in der Fertigungsphase sein und aber gleichzeitig mit dem Aufbau der ersten Experimentteile begonnen werden. Da ein Umzug nach L1 vorgesehen ist,kann das Experiment "Schuko" in L6 solange weiterlaufen bis etwa Anfang 1977 der dort verwendete Energiespeicher für Pustarex benötigt wird.

In L1 sind einige Änderungen und Renovierungen vorzunehmen, mit denen spätestens im März begonnen werden muß, so daß Mitte des Jahres der Aufbau unbehindert anlaufen kann.

Ende der Aufbauphase wird Mitte 1977 liegen. Daran schließt sich die Erprobung der Elemente an. Die Experimentierzeit soll voll Anfang 1978 einsetzen und 3 Jahre dauern. Während der Experimentierphase werden parallel dazu Vorversuche und Entwicklungen zur Erhöhung der Repetitionsrate des Experimentablaufs aufgenommen.

Die Autoren danken Herrn E. Springmann für die Durchführung der umfangreichen numerischen Rechnungen und den Herren H. Birkmeier und G. Weber für die vielfältigen konstruktiven Überlegungen, die in dieses Proposal eingeflossen sind.