

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

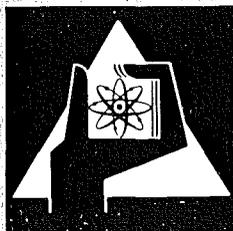
Oktober 1974

KFK 2059

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Experimentelle Untersuchungen zur Stabilität
relativistischer Elektronenringe**

W. Zernial



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2059

Institut für Experimentelle Kernphysik

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR STABILITÄT*
RELATIVISTISCHER ELEKTRONENRINGE

von

W. Zernial

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

*)
Von der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Am Karlsruher Elektronenringbeschleuniger wurden Untersuchungen über die Stabilität relativistischer Elektronenringe durchgeführt.

Kollektive Instabilitäten begrenzen bei einem Impuls der Elektronen von 2,8 MeV/c auf einem Radius von 20 cm die Elektronenzahl bei etwa $7 \cdot 10^{12}$ und führen zu Strahlaufweitungen.

Aus Messungen des Ringfeldes und der Synchrotronstrahlung werden die Energie und Zahl der Elektronen im Ring und dessen geometrische Abmessungen bestimmt. Die in komprimierten Ringen erreichte Feldstärke beträgt etwa 7,5 MV/m.

Experimental investigations on the stability of relativistic electron rings

Abstract

At the Karlsruhe electron ring accelerator experimental investigations were done about the stability of relativistic electron rings. At an initial momentum of the electrons of 2.8 MeV/c and a ring radius of $R = 20$ cm collective instabilities limit the electron number at about $7 \cdot 10^{12}$. The energy and number of electrons and the ring dimensions were measured by the ring self field and synchrotron radiation. The holding power of the fully compressed rings has been determined to 7.5 MeV/m.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	2
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1 Bildung von Elektronenringen	4
2.2 Inkohärente Raumladungseffekte	5
2.3 Kohärente transversale Instabilität	7
2.4 Kohärente longitudinale Instabilität	9
3. Versuchsaufbau	13
3.1 Eigenschaften des Elektronenstrahles	14
3.2 Kompressor und Vakuumkammer	16
3.3 Wahl des Kompressionsprogrammes	20
4. Meßmethoden	23
4.1 Zerstörende Methoden	23
4.2 Zerstörungsfreie Methoden	24
4.2.1 Messung des Ringfeldes	24
4.2.2 Messung der Synchrotronstrahlung	28
4.3 Meßsignale	31
5. Meßergebnisse und Diskussion	33
5.1 Intensitätsbegrenzung der Ringe in einer Vakuumkammer mit Glaswänden	33
5.2 Intensitätsbegrenzung der Ringe in einer Vakuumkammer mit V2A-Wänden	36
5.3 Messungen zur Kompression	40
Abschließende Bemerkungen	42
Literaturverzeichnis	43

1. Einleitung

Ein neuartiges Beschleunigungsprinzip, das große Variationsmöglichkeiten hinsichtlich der beschleunigten Ionenart verspricht, wurde 1957 von Veksler ¹⁾ vorgeschlagen. Es besteht darin, für die Ionenbeschleunigung das Raumladungsfeld eines relativistischen Elektronenringes zu benutzen, der durch die Einlagerung der positiv geladenen Ionen selbstfokussierend ist. Wird ein solcher Ring in Richtung seiner Achse beschleunigt, so erhalten die Ionen im Ring eine entsprechend dem Massenverhältnis höhere Energie als die Elektronen. Voraussetzung ist, daß die Bindungskraft der Ionen im Ring größer ist als die während der Beschleunigung wirkende Trägheitskraft. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Verkürzung des Beschleunigers im Vergleich zu einem Linearbeschleuniger und den damit verbundenen Kostensenkungen. Detaillierte Beschreibungen des Prinzips findet man unter anderem in ^{2,3,4)}. Versuchsanlagen wurden in Dubna, Berkeley, Garching und Karlsruhe aufgebaut.

Da in einem Linearbeschleuniger die maximalen elektrischen Felder infolge von Spannungsdurchbrüchen bei etwa 10 MV/m begrenzt sind, sollte das zur Ionenbeschleunigung verwendete Raumladungsfeld der Elektronen etwa 100 MV/m betragen, um eine akzeptable Verkürzung der Beschleunigungsstrecke zu erreichen. Das elektrische Feld eines Elektronenringes mit der Elektronenzahl N , dem Radius R und elliptischem Querschnitt mit Halbachsen a und b (kleine Ringradien) ist gegeben durch:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2N e}{\pi R(a+b)} \quad (1)$$

mit $\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \frac{\text{A sec}}{\text{Vm}}$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Asec}$$

Für die axiale Beschleunigung der Ringe wird aus energetischen Gründen (Feldvolumen) ein Radius $R \approx 3$ cm gefordert. Mit Elektronen-

zahlen $N \approx 10^{13}$, die mit gepulsten Elektronenbeschleunigern erzeugt werden können, ergibt sich ein Haltefeld $E \sim 100$ MV/m für $a = b \approx 0,15$ cm. Um mit einem geringen Bruchteil positiv geladener Ionen bezüglich der Elektronenzahl die Budker-Bennett Bedingung der Selbstfokussierung des Ringes ²⁾ zu erfüllen, ist eine Elektronenenergie von etwa 10 - 20 MeV notwendig.

Da bisher jedoch keine Elektronenlinearbeschleuniger mit ausreichender Emittanz und Energie zur Verfügung stehen, Ringe mit den angeführten Parametern zu biegen, werden Ringe geringer Dichte und Energie mit einem Radius $R \approx 20$ cm gebildet und in einem Induktionsbeschleuniger komprimiert. Dabei schrumpfen der große Radius und die kleinen Radien des Ringes, die Energie der Elektronen wird erhöht. Der Induktionsbeschleuniger wird infolgedessen auch Kompressor genannt.

Bei den Experimenten zeigte sich, daß die Bildung von Ringen mit einer Teilchenzahl von $N \approx 10^{13}$ und einer Anfangsenergie der Elektronen von etwa 2 MeV Schwierigkeiten bereitet hinsichtlich der Forderungen an die Ringqualität und die Lebensdauer, die gegen die Umlaufzeit der Elektronen im Ring etwa 3 bis 4 Größenordnungen höher sein muß.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit experimentellen Untersuchungen über die Stabilität von Elektronenringen und den Methoden, Information über die geometrischen Ringdimensionen, die Zahl der Elektronen im Ring und ihre Energie zu erhalten. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß gerade die kollektiven Effekte, die man am Elektronenringbeschleuniger nutzen möchte, die Elektronenringe so sehr beeinflussen, daß das anfangs erhoffte Haltefeld beträchtlich reduziert wird und die Vorteile gegenüber einem Linearbeschleuniger schwinden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Bildung und Kompression von Ringen

Der Induktionsbeschleuniger ist rotationssymmetrisch bezüglich der z-Achse eines zylindrischen Koordinatensystems (r, z, θ) und besitzt Mittelebenensymmetrie zu $z = 0$. Ein Elektronenpuls möglichst hoher Stromstärke und kleiner Emittanz ϵ wird tangential in der Symmetrieebene eingeschossen. Der tangentielle Einschub wird ermöglicht durch ein Injektionsseptum, das während der Injektion innen feldfrei ist. Der Gleichgewichtsradius des Ringes bestimmt sich nach $p = eRB$, wobei p der Impuls der Elektronen und B die magnetische Induktion zum Injektionszeitpunkt sind. Der Ringradius R ist kleiner als der Radius des Injektionsseptums, um den Strahl nicht daran zu verlieren. Die durch die Injektion entstehende kohärente Betatronamplitude des Strahles wird durch ein zusätzliches Inflektionsfeld in zwei bis drei Umläufen gedämpft. Der Kompressor ist schwach fokussierend, d.h. sein Feldindex $n = -\partial B_z / \partial r \cdot r / B_z$ liegt zwischen 0 und 1, um sowohl axiale als auch radiale Fokussierung zu gewährleisten, und variiert mit dem Radius. Der für die Inflektion optimale Feldindex beträgt $n \approx 0,5$ (Lambertson-Methode der Inflektion²⁾). Die Elektronen führen um ihre Sollbahn inkohärente Betatronschwingungen mit den Frequenzen $\omega_z = \sqrt{n} \omega_0$ und $\omega_r = \sqrt{1-n} \omega_0$ aus. ω_0 ist die Umlauffrequenz der Elektronen $\omega_0 = \beta c / R$, mit $\beta = v/c$, v der Teilchengeschwindigkeit und c der Lichtgeschwindigkeit.

Die Emittanz ϵ des linearen zur Flugrichtung rotationssymmetrischen Elektronenstrahles vor dem Einschub in den Kompressor läßt sich in Strahlkoordinaten s (Flugrichtung) und $x(s)$ senkrecht zu s durch $\epsilon = \pi x x'$ mit $x' = dx/ds$ beschreiben. ϵ ist ohne Beschleunigung eine Konstante (Liouvillesches Theorem). Die Größen x und x' , Ort und Winkel des Strahles am Ort der Injektion in den Kompressor, bestimmen die kleinen Ringradien a in r - und b in z -Richtung.

$$b = \sqrt{x^2 + \frac{R^2}{v_z^2} x'^2} \quad (2)$$

$$a = \sqrt{x^2 + \frac{R^2}{v_r^2} (x'^2 + (\frac{\Delta E}{E})^2)}$$

Ohne Raumladungseinflüsse sind v_r und v_z gegeben durch

$$v_z = \sqrt{n} \quad \text{und} \quad v_r = \sqrt{1-n} \quad (3)$$

$\Delta E/E$ ist die Energiestreuung des Elektronenpulses.

Da am Ende der Kompression der selbstfokussierte Ring axial aus dem Kompressor herausbeschleunigt werden soll und das nur für $n = 0$ möglich ist, durchläuft der Ring während der Kompression Feldindexwerte, für die Kopplung zwischen axialen und radialen Betatronschwingungen auftritt. Diese Werte lassen sich bestimmen aus

$$k v_r + l v_z = m$$

mit $k, l, m = 0, 1, 2, \dots$

Rechnungen von Laslett ⁵⁾ haben ergeben, daß im Falle des Elektronenringbeschleunigers nur Resonanzen mit $m = 0, 1$ und 2 zu Strahlaufweitungen führen. Resonanzen bei $n = 0, 25$ und $n = 0, 36$ werden durch 1. und 2. Fourierkomponenten der azimuthalen Feldunrundheiten getrieben, Resonanzen bei $n = 0, 2$ und $n = 0, 5$ durch die Nichtlinearität des Kompressorfeldes.

2.2 Inkohärente Raumladungseffekte

Statische Raumladungseffekte ändern die Fokussierungseigenschaften des Kompressors. Sie können am Elektronenringbeschleuniger besonders dann nicht vernachlässigt werden, wenn die

Vakuumkammer, die aus technischen und physikalischen Gründen nicht viel größer als die Ringdimensionen sein sollte, leitende Seitenwände besitzt. Damit der Strahl in z- und r-Richtung fokussiert wird, müssen v_r und v_z größer Null sein. Durch den Einfluß der Raumladung werden sie geändert nach

$$\begin{aligned} v_z^2 &= n - \Delta v_z^2 \\ v_r^2 &= (1-n) - \Delta v_r^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Dabei sind die $\Delta v_{r,z}^2$ gegeben durch ^{6,7)}

$$\Delta v_z^2 = \frac{N r_o}{2\pi R\gamma} \left[\frac{4R^2}{b(a+b)} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) + (1-f+nf-2n) \ln \frac{16R}{a+b} + \frac{4R^2}{h^2} \frac{\pi^2}{48} \frac{1+\beta^2\gamma^2}{\gamma^2} \right] \quad (5)$$

$$\Delta v_r^2 = \frac{N r_o}{2\pi R\gamma} \left[\frac{4R^2}{a(a+b)} \left(\frac{1}{\gamma^2} - f \right) - (1-f-nf+2n) \ln \frac{16R}{a+b} - \frac{4R^2}{h^2} \frac{\pi^2}{48} \frac{1+\beta^2\gamma^2}{\gamma^2} \right]$$

Dabei gilt: $r_o = 2,82 \cdot 10^{-15}$ m (klass. Elektronenradius)
 N = Zahl der Elektronen im Ring
 $\gamma^2 = (1-\beta^2)^{-1}$
 f = Beladungsgrad, d.h. Anzahl der Ionen im Ring/ N
 h = Abstand der leitenden Wände vom Ring

Formel (5) gilt unter der Annahme, daß die Verteilung der Elektronen im Ringquerschnitt einer homogenen Verteilung entspricht. Der Klammerausdruck setzt sich zusammen aus dem Einfluß der durch die Stromanziehung um den Faktor $1/\gamma^2$ verminderten Coulombabstoßung der Elektronen und der fokussierenden Wirkung der positiven Ionen, einem zweiten Beitrag, der die Strahlkrümmung berücksichtigt und dem dritten Term, der auf den Einfluß der Spiegel-ladungen auf den leitenden Wänden zurückzuführen ist. Dieser dritte Term ist für eine schmale leitende Vakuumkammer dominierend

Über die anderen, da erstens die Größe R/h quadratisch eingeht und zweitens fast keine γ -Abhängigkeit vorhanden ist, da $\frac{1+\beta^2\gamma^2}{\gamma^2} \approx 1$ für $\gamma \gg 1$ ist.

2.3 Kohärente transversale resistive Instabilität

Führt ein Strahl in einer metallischen Vakuumkammer kohärente Schwingungen um seine Sollage aus, dann bleiben diese Schwingungen stabil, wenn die Leitfähigkeit des umgebenden Materials unendlich hoch ist. Die auf den Strahl wirkenden Kräfte haben dann keine Komponente in Richtung der vertikalen Geschwindigkeit des Strahles. Bei endlicher Leitfähigkeit σ treten jedoch Kräfte auf, die zu einem Anwachsen der kohärenten Amplitude und eventuell zu Strahlverlust führen, wenn nicht Mechanismen vorhanden sind, die dämpfend wirken. Zur Stabilisierung des Strahles ist eine Streuung ΔS der charakteristischen Frequenzen $S = (M - \nu_{r,z})\omega_0$ mit $M = 1, 2, \dots$ der Felder nötig (Landaudämpfung). Die Stabilitätsregel ist nach ⁸⁾ gegeben durch

$$\Delta S \geq 2 |U + V + iV| \quad (6)$$

Für den Elektronenringbeschleuniger gilt nach ⁹⁾ für ΔS :

$$\Delta S = \left[(M - \nu_r) \left(1 - \frac{1-n}{\gamma^2} \right) + R \frac{\partial \nu}{\partial R} \right] \frac{\omega_0}{1-n} \frac{\Delta E}{E} \quad (7)$$

und

$$\frac{\partial \nu}{\partial R} = \pm \frac{1}{2\nu} \frac{\partial n}{\partial R} \begin{cases} - \text{für radiale Schwingungen} \\ + \text{für axiale Schwingungen} \end{cases}$$

Für die Auslegung des Kompressors ist wichtig, die Klammer in (7) so zu wählen, daß sie für radiale Schwingungen niemals Null wird, da sonst trotz vorhandener Energiestreuung keine Landaudämpfung vorhanden ist. Die radialen Instabilitätsgrenzen sind wegen des Vorzeichenwechsels in der Klammer immer kleiner als die axialen.

Die Größen U und V findet man in ^{8,10)} für radiale Schwingungen

$$U = \frac{N r_o c}{\pi v_r a(a+b) \beta \gamma^3} \left[(\xi_1 - \epsilon_1) \frac{a(a+b)}{h^2} - 1 \right] \quad (8)$$

$$V = \frac{\pi \sqrt{2\epsilon_o}}{3} \frac{N r_o R_c}{v_r (M - v_r) \gamma h^3} \sqrt{\frac{\omega_o (M - v_r)}{\sigma}} \quad (9)$$

Im axialen Fall werden v_r durch v_z und $a(a+b)$ durch $b(a+b)$ ersetzt. $(\xi_1 - \epsilon_1)$ sind die sog. "Laslettischen Spiegelkoeffizienten" und tabelliert in ¹⁰⁾ und haben für eine flache zylindrische Vakuumkammer Werte von 0,4 für axiale bzw. 0,2 für radiale Bewegung.

V wurde abgeleitet unter der Voraussetzung guter Leitfähigkeit und hat für einen Strahl ohne Streuung ΔS die Bedeutung einer reziproken Anwachszeit τ der kohärenten Amplitude um den Faktor e. Für sehr geringe Leitfähigkeit hat Lambertson ¹¹⁾ die Anwachszeit berechnet:

$$\tau = \frac{4\pi \gamma v_r h R_s}{N r_o \beta \omega_o (M - v_r) Z_o} \quad (10)$$

Dabei ist $R_s = \frac{1}{\sigma d}$ der Oberflächenwiderstand des Materials mit der Dicke d, $Z_o = 377 \Omega$. Die Formel (10) gilt für Werte

$$10^3 \sqrt{\frac{\mu_o \omega_o (M - v_r)}{2\sigma}} < R_s < \frac{\mu_o c}{2} \frac{c}{\omega (M - v_r) h} \quad (10')$$

Nach Kim ¹²⁾ ergibt sich die Anwachszeit τ zu

$$\tau = \frac{4\pi \gamma v_r h}{N r_o \beta \omega_o (M - v_r) Z_o} \frac{R_s^2 + (Z_o k h)^2}{R_s} \quad (11)$$

$$k = \frac{\omega_o}{c} (M - v_r)$$

Für den Fall $R_s \gg Z_0 k h$ ist sie mit Formel (10) übereinstimmend. Ist jedoch $R_s \ll Z_0 k h$ und setzt man $R_s = 1/\sigma\delta$, wobei δ die Skin-Tiefe des Materials bei der Frequenz $\omega_0(M-v)$ ist, so ergibt sich bis auf einen Faktor die Formel (9).

Die Anwachszeit τ hat unter sonst gleichen Bedingungen für Werte von $R_s \approx Z_0 k h$ ein Minimum und wird sowohl für gut leitende als auch gut isolierende Wände groß. Für die Anfangsparameter im Elektronenringbeschleuniger ist meist $U \gg V$, so daß die Instabilitätsgrenze gegeben ist durch $\Delta S \geq 2|U|$. Für einen Ring mit einer Elektronenzahl oberhalb der Stabilitätsschwelle ist die h^3 -Abhängigkeit der Anwachszeit zu beachten. Ist die Anwachszeit τ der kohärenten Amplitude ungefähr gleich der Zeit, in der die Instabilitätsschwelle durch die Energieerhöhung der Elektronen während der Kompression anwächst, so entstehen unerwünschte Strahlaufweitungen, die das Raumladungsfeld verkleinern, oder auch Strahlverluste. Bei Veränderung von h läßt sich leicht eine Erhöhung von τ um eine Größenordnung erreichen.

2.4 Kohärente longitudinale Instabilität

Nehmen wir an, die Elektronen eines Ringes hätten alle gleiche Energie, d.h. gleiche Umlauffrequenz, und zusätzlich seien sie azimuthal nicht gleichmäßig verteilt. Die Elektronen, die sich in Umlaufrichtung dicht vor oder hinter einer azimuthalen Dichteschwankung befinden, werden aufgrund der Coulombabstoßung Energie gewinnen bzw. verlieren. Dies führt dazu, daß diese Elektronen im Ring ihre Umlauffrequenz derart ändern, daß die Dichteschwankung anwächst und der Strahl instabil wird, z.B. im Elektronenringkompressor aufgrund seiner radialen Aufweitung teilweise am Injektionsseptum verloren geht.

Wäre die Coulombkraft wie die Gravitationskraft anziehend, so könnte diese Instabilität nicht auftreten. Man spricht deshalb meist von der Negativen Masse Instabilität. Theoretisch vorhergesagt und analytisch behandelt wurde sie 1959 ¹³⁾.

Die maximale Elektronenzahl, unterhalb der die Instabilität nicht auftritt, läßt sich ausdrücken durch ⁷⁾

$$N \leq \frac{0,7\pi}{4} \gamma \frac{R}{r_0} \frac{Z_0}{|Z_M/M|} \frac{1}{v_r^2} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \quad (12)$$

Dabei ist $M = 1, 2, \dots$ die Zahl der Dichteschwankungen im Ring und Z_M stellt die Kopplungsimpedanz des Strahles zu seiner Umgebung dar. Z_M ist definiert durch

$$2\pi R E_M = -Z_M I_M \quad (13)$$

E_M ist die M-te Fourierkomponente des azimuthalen elektrischen Feldes im Ring, das durch die Dichteschwankungen erzeugt wird und I_M die M-te Komponente des Ringstromes. Je kleiner Z_M gemacht wird, desto geringer ist die pro Umlauf auftretende Energieänderung $\Delta E = e 2\pi R E_M$ der Elektronen bei konstantem I .

Die integrale Energieänderung sollte kleiner als die Energiestreuung des Strahles sein. Die Kopplungsimpedanz für einen Strahl im Vakuum ergibt sich nach ^{14,15)} zu

$$\left|\frac{Z_M}{M}\right| = 354 M^{-\frac{2}{3}} \Omega \quad (14)$$

Für entsprechend große M wird $|Z_M/M|$ klein genug für die geforderten Elektronenzahlen im Ring, für kleine M ist jedoch die Stabilitätsgrenze im Vakuum zu niedrig, da im Elektronenringbeschleuniger die Energiestreuung nicht größer als etwa 5 % sein sollte. Eine weitere Erhöhung von $\Delta E/E$ wirkt sich nachteilig auf den radialen Ringradius und damit auf das Raumladungsfeld aus.

Vorteilhaft für kleine M sind gut leitende Wände dicht am Strahl. Die Kopplungsimpedanz des Ringes ergibt sich zu ^{6,7)}

$$\left|\frac{Z_M}{M}\right| = \frac{1}{2} Z_0 \left[\frac{1}{\gamma^2} \left[1 + 2 \ln\left(\frac{4h}{\pi a}\right) \right] + \left(\frac{2h}{\pi R}\right)^2 \right] \quad (15)$$

Die Formel gilt für $M < \frac{\pi R}{2h}$, d.h. solange die halben Wellenlängen $\frac{\lambda_M}{2} = \frac{\pi R}{M}$ größer sind als der Abstand $2h$ der leitenden Seitenplatten. Das bedeutet eine Verkleinerung von Z_M um etwa den Faktor γ^2 gegenüber Vakuum. Es gibt experimentelle Anzeichen dafür, daß für $M > \frac{R}{a}$ kohärente longitudinale Instabilität nicht mehr auftritt, da die Wellenlänge der Störung in den Bereich der kleinen Strahldimension kommt¹⁶⁾. Das bedeutet, daß die Schwelle der longitudinalen Instabilität bei leitenden Seitenwänden und geeigneter Wahl von R, h und a hinreichend hoch gemacht werden kann, um mit einer Energiestreuung von einigen Prozent Elektronenzahlen von 10^{13} zu stabilisieren.

Im Kompressor eines Elektronenringbeschleunigers können leitende Wandmaterialien nur innerhalb enger Grenzen des Oberflächenwiderstandes verwendet werden, da das gepulste Feld die Wände nahezu ungedämpft passieren können muß. Zotter hat für den Fall, daß die Skin-Tiefe δ bei den Frequenzen $M\omega_0$ nicht erheblich größer ist als die Dicke von gut leitenden Wänden die Formel (15) bestätigt¹⁷⁾.

Für dielektrische Wände mit der Dielektrizitätskonstanten ϵ und dem Verlustwinkel δ ergibt sich aus dieser Arbeit

$$\begin{aligned} \left| \frac{Z_M}{M} \right| = \frac{Z_0}{2} & \left(\left[\frac{1}{\gamma^2} (1 + 2 \ln \frac{h}{a}) + 2(\beta^2 - \frac{1}{\epsilon}) \ln \left| \frac{hM}{R} \sqrt{\epsilon \beta^2 - 1} \right| \right]^2 + \right. \\ & \left. + \left[\pi(\beta^2 - \frac{1}{\epsilon}) - \frac{2 \tan \delta}{\epsilon} \ln \left| \frac{hM}{R} \sqrt{\epsilon \beta^2 - 1} \right| \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (15')$$

Diese Formel gilt für $\left| \frac{hM}{R} \sqrt{\epsilon \beta^2 - 1} \right| \ll 1$, d.h. bezogen auf einen Elektronenring mit $R \approx 20$ cm für kleine M , wenn ϵ und h nicht allzu groß sind. Die mit (15') erhaltenen Kopplungsimpedanzen sind im allgemeinen größer als Z_0 . Für Vakuum findet man in Arbeit¹⁷⁾ einen von^{14,15)} abweichenden Ausdruck

$$\left| \frac{Z_M}{M} \right| = \frac{Z_0}{2} \frac{1}{\gamma^2} (0,5 - 2 \ln \frac{Ma}{R\gamma}) \quad (14')$$

Die aus (14') berechneten Werte sind kleiner als von (14) für nicht allzu hohe M.

Für einen Strahl ohne Energiestreuung ist die Anwachszeit der Negativen Masse Instabilität gegeben nach ¹⁸⁾

$$\tau = \frac{1}{M\omega_0} \left[\frac{0,7\pi R \gamma v_r^2}{N r_0} \frac{Z_0}{|Z_M/M|} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

Bei Teilchenzahlen von $N \approx 10^{13}$ und einer Kopplungsimpedanz in der Höhe von etwa Z_0 werden für einen Elektronenring nach der Inflektion Anwachszeiten erreicht, die die Größenordnung eines Umlaufs haben.

3. Versuchsaufbau

Die Experimentieranlage ist im wesentlichen aus drei Einheiten aufgebaut, einer gepulsten Elektronenquelle mit Strahlführung, dem Kompressor mit seiner Stromversorgung und der elektronischen Steuerung für das Gesamtsystem. Steuerung, Überwachungsgeräte und Oszillographen sind in einer Meßkabine untergebracht. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage wird in ¹⁹⁾ gegeben. Deshalb soll hier nur auf die Punkte eingegangen werden, die zum Verständnis der Messungen notwendig sind.

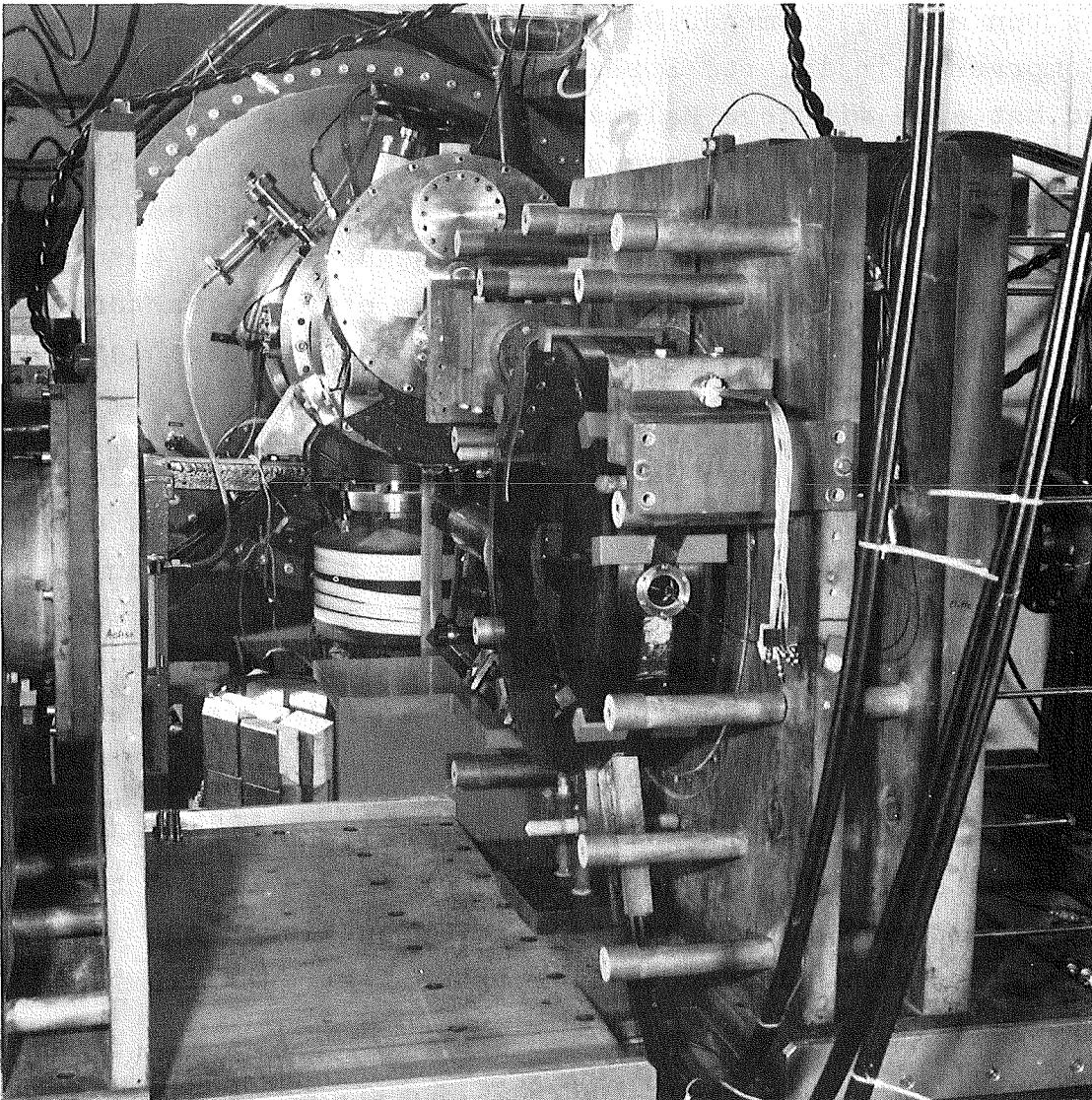


Abb. 1: Geöffneter Kompressor mit Vakuumkammer und Elektronenquelle im Hintergrund

3.1 Eigenschaften des Elektronenstrahls

Abb. 1 zeigt einen Blick auf den teilzerlegten Kompressor mit eingebauter Vakuumkammer im Vordergrund und die Elektronenquelle mit Strahlführung. Die Quelle ist ein Feldemissionsinjektor mit einer in Karlsruhe speziell für den Elektronenringbeschleuniger entwickelten Hochstromfeldemissionsdiode ²⁰⁾, die einen gepulsten Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von $E = 2,35 \text{ MeV}$, entsprechend $\gamma = 5,5$ liefert. Über ein 2 m langes Strahlführungssystem mit einem Solenoiden als Fokussierelement wird der Strahl in die Kompressorkammer transportiert. Die Strahlführung hat eine Akzeptanz von $\epsilon = 0,15 \text{ cmrad}$. Der durch die Injektionsschnauze in den Kompressor injizierte Strom beträgt etwa 400 A in $\epsilon \approx 0,1 \text{ cmrad}$ und hat eine mittlere Halbwertsbreite von $t = 8 \text{ nsec}$. Die im Puls enthaltene Elektronenzahl beträgt etwa $2 \cdot 10^{13}$ Elektronen. Da für die Messungen des Strahlverhaltens im Kompressor die Möglichkeit der Intensitätsvariation wünschenswert ist, kann der in die Kompressorkammer injizierte Strom um etwa die Faktoren 2, 4, 8 und 16 abgeschwächt werden, ohne jedoch die Strahlemittanz zu verkleinern.

Da der Elektronenstrahl durch einen Spannungspuls an der Diode erzeugt wird, ist die Energie des eingeschossenen Strahles nicht konstant, sondern eine Funktion der Zeit. Die maximale Impulsänderung der Elektronen, im folgenden auch totale Streuung des Elektronenimpulses $\frac{\Delta P}{P} \Big|_{\text{total}}$ genannt, wurde mit Hilfe des Kompressors als Spektrometer gemessen und ist in Abb. 2 als Funktion der Zeit dargestellt.

Die momentane Impulsstreuung, die zu einem Zeitpunkt auftretende maximale Impulsunschärfe, wurde zu $\frac{\Delta P}{P} \Big|_{\text{mom}} = (0,2 \pm 0,2) \%$ bestimmt. Die Meßungenauigkeit entsteht im wesentlichen aus der Anstiegszeit des verwendeten Oszillographen Tektronix Typ 519 von ca. 200 psec.

Für Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten der Ringe gegen longitudinale kohärente Instabilität ist es nötig, die momentane

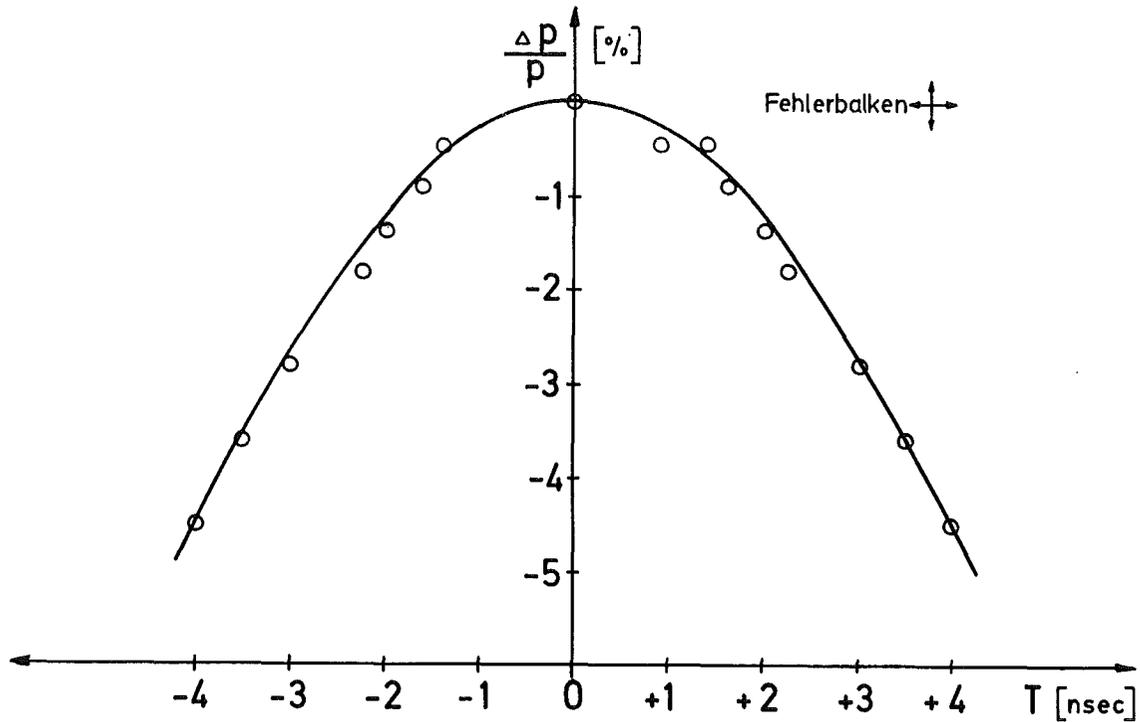


Abb. 2: Impulsänderung der Elektronen als Funktion der Zeit

Impulsstreuung erhöhen zu können. Da in den ersten Umläufen nach der Injektion örtlich und zeitlich dicht aufeinanderfolgende Elektronen im Ring nach dem Energieverlauf von Abb. 2 nahezu die gleiche Energie und damit Umlaufszeit haben, wird die longitudinale Instabilitätsgrenze sehr klein. Der Teil des Pulses im Zeitraum +4nsec bis 0 nsec fördert zwar die Durchmischung der Elektronen im Ring und damit das Auseinanderlaufen von vorhandenen Dichteschwankungen, der Puls mit fallender Energieflanke von 0 nsec nach -4 nsec erzeugt jedoch das Gegenteil. Eine vollständige Durchmischung aller Elektronen im Ring in dem Sinne, daß aus der totalen Energiestreuung eine momentane geworden ist, wird erst nach einem Zeitraum von vielen Umläufen eintreten. Dieser Zeitraum von etwa 100 nsec reicht jedoch möglicherweise aus, um einen Strahl mit entsprechend hohem N instabil zu machen.

Die momentane Impulsunschärfe wurde auf zwei Weisen erhöht. Mit

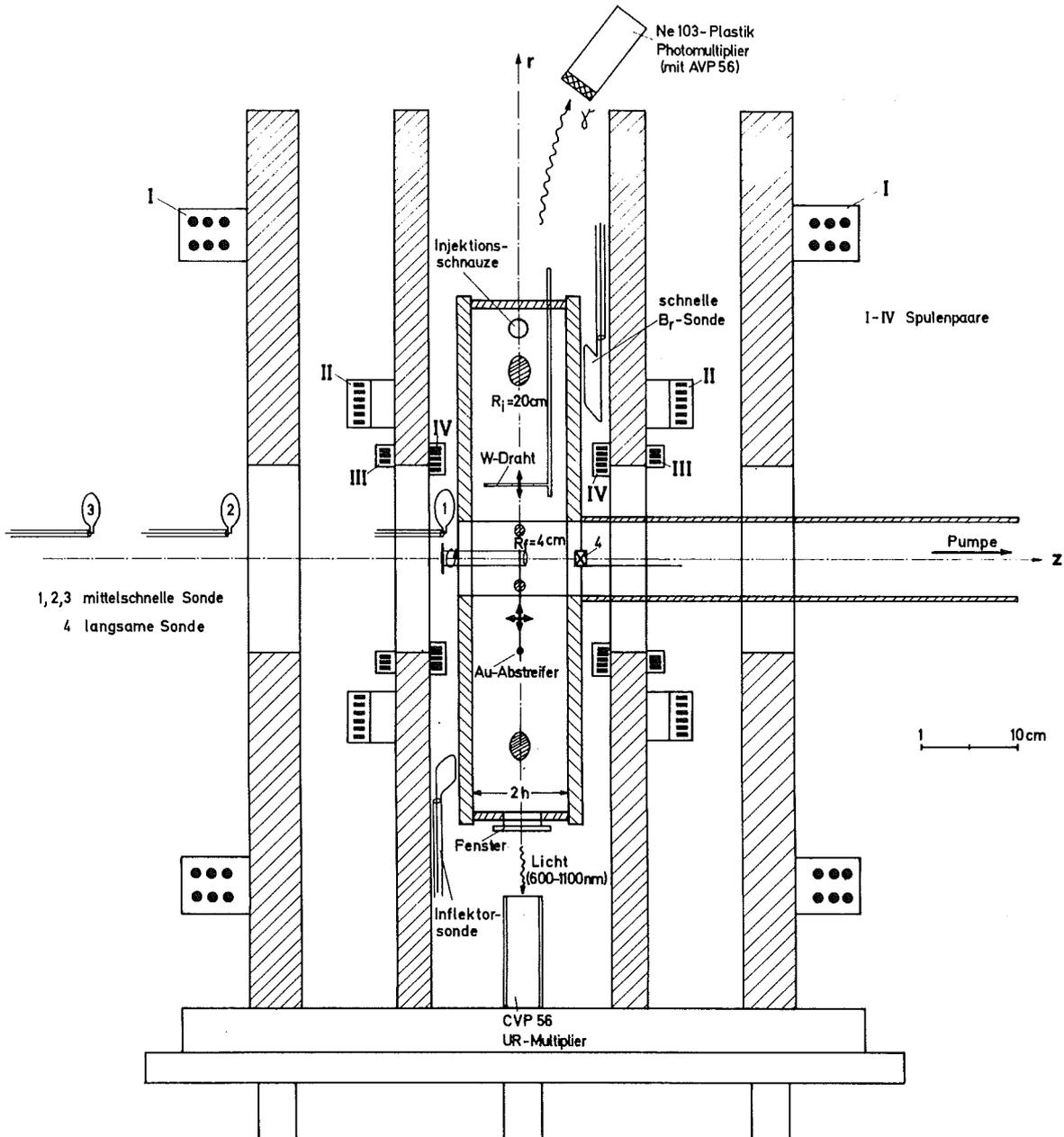


Abb. 3: Schnitt durch den Kompressor

wobei θ vom Endpunkt des Injektionsseptums aus gemessen wird. Stromversorgung und Synchronisation des Inflektorfeldes mit dem Elektronenpuls sind im einzelnen in ¹⁹⁾ beschrieben.

Die Kompressionsvakuumkammer besteht soweit möglich aus nicht-leitendem Material, um die durch das gepulste Feld entstehenden

Wirbelströme so klein wie möglich zu halten und damit azimuthale Feldunsymmetrien zu vermeiden bzw. den Verlauf des Feldindex n nicht zu verändern. Sie wurde aus einem flachen Zylinderring aus Epoxydharz mit eingeklebten dünnwandigen tangentialen und radialen Stützen aus V2A-Stahl hergestellt und ist auf beiden Seiten mit 15 mm starken Spezialglasplatten und Viton-O-Ringen vakuumdicht verschließbar (Abb. 3,4). Die Evakuierung erfolgt von der Achse durch einen Hochvakuumzustand. Der in der Kammer herrschende Druck von etwa 10^{-6} Torr war niedrig genug, um die Ringbeladung klein zu halten.

Die in einem tangentialen Stützen befindliche Injektionsschnauze besteht aus Reinst Eisen und ist während der Injektion des Elektronenpulses im Innern feldfrei, so daß tangentialer Einschub der Elektronen gewährleistet wird. Im Durchschußstutzen ist ein verschiebbarer Matrixfaradaycup angebracht, um die Elektronenintensität und ihre Verteilung im Ortsraum zu messen. Die radialen Stützen dienen als Durchführungen für Meßsonden oder als Fenster.

Für einige Untersuchungen ist es sinnvoll, den Abstand der Seitenplatten zum Ring zu verändern bzw. gut leitende Seitenplatten zu haben, um das Strahlverhalten nach der Injektion zu studieren. Der Abstand der Seitenplatten aus Glas hat aus technischen Gründen eine obere Grenze von 10 cm. Gut leitende Seitenplatten lassen sich durch Bedampfung der Glasplatten mit Metallen oder durch Beschichtung mit Folien herstellen. Grenzen für die Leitfähigkeit der Seitenwände sind gegeben durch die Forderung, das Inflektorfeld in Anstieg und Höhe nicht zu verändern, das die Seitenplatten passieren muß. Diese Grenze liegt bei einem Oberflächenwiderstand von 10Ω , der sich durch Bedampfung leicht herstellen läßt. Der Nachteil der Bedampfung liegt jedoch darin, daß Strahlverluste die dünnen Schichten zerstören und zu unsicheren Experimentierbedingungen führen ⁷⁾. Die Forderung möglichst langer Anwuchszeiten bei kohärenter transversaler Instabilität und der Erniedrigung der Kopplungsimpedanz des Ringes, um Negative Masse Instabilität zu vermeiden, spricht für die Verwendung sehr gut

leitender Seitenwände mit Oberflächenwiderständen von weniger als 1Ω . Deshalb werden 5μ starke V2A-Folien als Seitenplatten verwendet mit integrierten Inflektorspulen. Das Inflektionsfeld wird in einer in den Platten ausgesparten Inflektoröffnung erzeugt, die Stromtragfähigkeit der Platten ist für den Inflektorstrom von 1000 bis 2000 A ausreichend. Die Dicke der V2A-Folien mit einem Oberflächenwiderstand von $170 \text{ m}\Omega$ ($\sigma = 1,18 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$) ergibt sich aus der Forderung, das Kompressionsfeld nicht abzuschwächen und den Feldindexverlauf nicht zu verändern. Die azimuthalen Feldstörungen $\frac{\Delta B}{B}$ im Bereich des Inflektionsradius des Rings durch die Inflektoröffnung sind von der gleichen Größe wie die durch die Injektionsschnauze erzeugten und betragen etwa 1,5 %. Diese Feldstörungen klingen mit abnehmendem Radius ab und sind für $R < 15 \text{ cm}$ noch etwa 0,2 %, eine Restunrundheit, die durch die Wickelstruktur der Spulen bedingt ist.

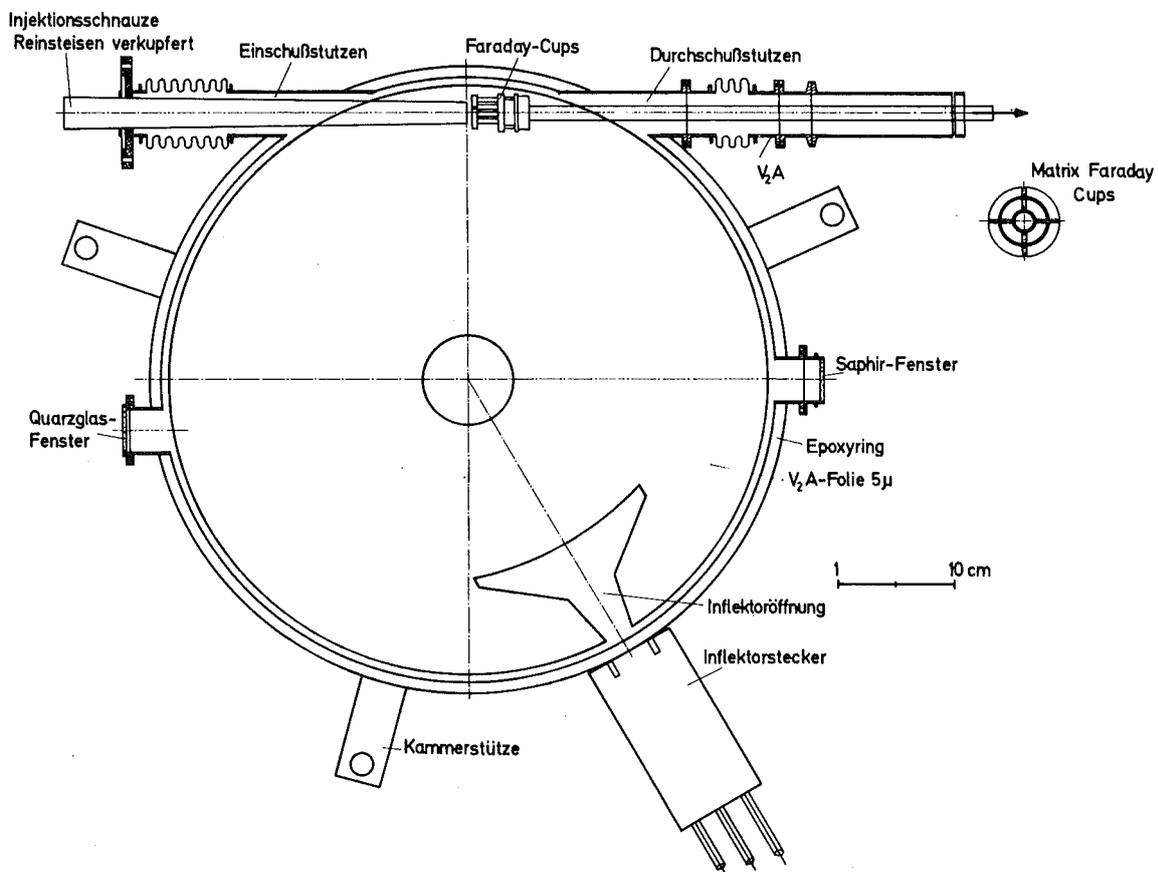


Abb. 4: Mittelebenenschnitt durch die Kammer

3.3 Wahl des Kompressionsprogrammes

Ein von Steinbock ²²⁾ geschriebenes Rechenprogramm [APL] ermittelt bei Eingabe aller geometrischen Spulendaten, der Kapazitäten und Spannungen der Kondensatorbänke, der Schaltzeiten der Spulenpaare und des Injektors den jeweiligen Kompressionsverlauf von Elektronenringen. In Abb. 5a ist der Kompressionsverlauf für das Spulenpaar I für einen Anfangsradius des Ringes $R = 20$ cm und einen Impuls von 2.8 MeV/c als Funktion des jeweiligen Gleichgewichtsradius R dargestellt. Implizit in 5a enthalten ist die Zeit. Eingezeichnet sind der Feldindexverlauf $n(R)$, der Impulsverlauf $p(R)$ und die Koeffizienten $|\Delta S| \frac{E}{\Delta E}$ für kohärente transversale Instabilität für $M = 1, 2$ berechnet nach Formel (7).

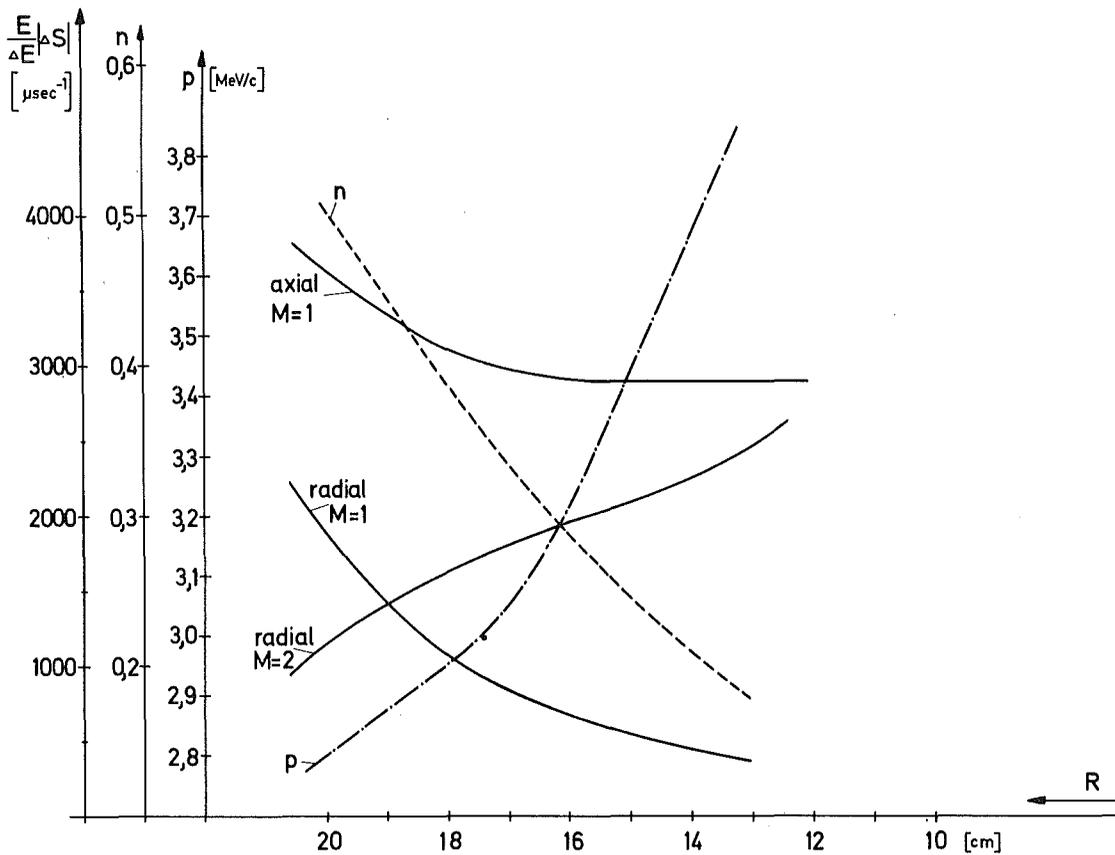


Abb. 5a: Kompressionsverlauf mit Spulenpaar I

Führt man die anfängliche Kompression mit Spule I allein durch, so werden die Betatronresonanzen $n = 0,36$ und $n = 0,25$ auf Radien gekreuzt, bei denen Strahlverluste durch die azimuthalen Feldstörungen kaum zu vermeiden sind. Weiterhin ist der starke Abfall der Koeffizienten $\frac{E}{\Delta E} |\Delta S|_{\text{radial}}$ für $M = 1$ gefährlich, da die Schwelle für transversale Instabilität zu klein wird.

Diese Nachteile können vermieden werden durch Schalten des Spulenpaares II zusätzlich zu I vor der Injektion der Elektronen. Dieses Programm ist in Abb. 5b dargestellt. Der Beitrag der Spule II verschiebt den Feldindexverlauf zu höheren Werten hin und die Kreuzung der Resonanzen erfolgt auf kleineren Radien. Zusätzlich wird der starke Abfall von $\frac{E}{\Delta E} |\Delta S|$ für $M = 1$, radial, vermieden.

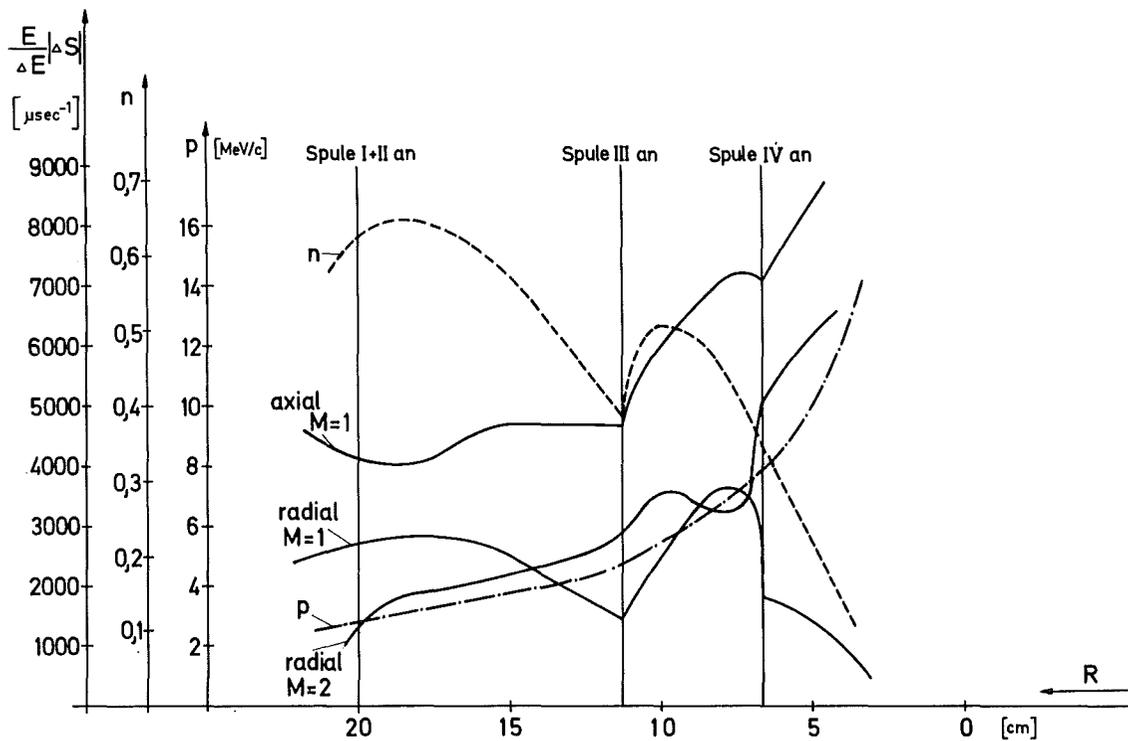


Abb. 5b: Kompressionsverlauf mit Spulen I - IV

Dieses Programm wird für die Untersuchungen der Stabilität der Ringe nach der Inflektion und die weitere Kompression bis auf $R = 3,8$ cm verwendet. Die Gesamtdauer der Kompression beträgt 140 μ sec.

4. Meßmethoden

4.1 Zerstörende Meßmethoden

Zur Bestimmung des in den Kompressor injizierten Stromes wurde ein im Durchschußstutzen befindlicher verschiebbarer Faradaycup verwendet. Eine Aufteilung in mehrere einzelne Auffänger ermöglichte, die Richtung des eingeschossenen Stromes zu überprüfen und gegebenenfalls mit Steuerspulen zu korrigieren. Gleichzeitig wurden Pulslänge und Pulsform des Strahles bestimmt. Die gleichzeitigen Spannungssignale der niederohmigen Faradaycups werden über 50 Ω Koaxialleitungen in die Meßkabine übertragen, dort jeweils um Zeitintervalle von ca. 50 nsec verzögert, anschließend addiert und mit einem Oszillographen gemessen. Der Ringstrom des komprimierenden Ringes läßt sich ebenfalls mit Faradaycups nachweisen. Befindet sich der Auffänger auf einem bestimmten Radius, den der Ring durch die Kompression erreicht, so streifen die Elektronen den Auffänger. Diese Meßmethode ist jedoch sehr ungenau, da der größere Teil der Elektronen durch die Streuung verloren geht. Besser eignen sich zerstörungsfreie Meßmethoden zur Bestimmung von N.

Die geometrischen Strahldimensionen von Ringen können jedoch mit Hilfe von Hindernissen durch teilweise oder vollständiges Abstreifen des Rings ermittelt werden. Der Nachweis der an der jeweiligen Abstreifersonde gestreuten Elektronen erfolgt über die von ihnen produzierte γ -Bremsstrahlung mit γ -empfindlichen Szintillatoren und Photomultipliern. Die Proportionalität der γ -Signale bezüglich der Zahl der abgestreiften Elektronen wird durch entsprechende Wahl der Multiplierspannung erreicht und läßt sich durch Eigenfeldmessungen überprüfen.

Die Abstreifersonden sind schematisch in Abb. 3 eingezeichnet. Für die Messung des zeitlichen Verlaufs der Ringkompression dient ein in z-Richtung liegender dünner Draht, der sich in der Vakuumkammer zwischen $r = 0$ cm und $r = 25$ cm verschieben läßt. Aus der Zeitdauer des γ -Pulses kann bei bekannter Kompressionsgeschwindigkeit des Ringes der radiale kleine Ringradius a am

Abstreifradius R bestimmt werden. Um ebenfalls den axialen kleinen Ringradius b zu messen, wird ein in z - und r -Richtung verschiebbarer metallischer Abstreifkörper verwendet, der gegen die Ringradien a und b sehr klein ist. Befindet sich der Abstreifer auf $z = 0$, so wird der Ring vollständig zerstört, für $|z| > 0$ nur der Teil des Ringes, dessen axiale Betatronamplitude größer oder gleich z ist. Aus der über z gemessenen Intensitätsverteilung kann b bestimmt werden.

4.2 Zerstörungsfreie Methoden

Untersuchungsmethoden, die Aufschluß über die Ringparameter geben, ohne den Strahl zu zerstören, sind die Messung des magnetischen "Eigenfeldes" des Ringes (im Gegensatz zum äußeren Kompressionsfeld) und die Eigenschaft hochrelativistischer Elektronen zu strahlen. Diese beiden Nachweisarten werden in den folgenden zwei Unterpunkten behandelt.

4.2.1 Messung des Ringeigenfeldes

Um eine Vorstellung von der Größenordnung des magnetischen Feldes B_R eines Elektronenringes im Vergleich zum Kompressorfeld B_F zu erhalten, wollen wir sie vergleichen. Es gilt für die z -Komponente

$$B_{Fz} = \frac{p}{300 R}$$

mit $[p] = \text{MeV}/c$ und $[R] = \text{m}$ und $[B_F] = \text{T}$.

Für B_{Rz} auf der Achse des Ringes mit $r = 0$ und $z = 0$ gilt

$$B_{Rz} = \mu_0 \frac{I}{2R}$$

mit $I = \frac{N e \beta c}{2\pi R}$

$$\left| \frac{B_{Rz}}{B_{Fz}} \right| \approx 1,5 \cdot 10^{-15} \frac{N}{p \cdot R} \quad (17)$$

mit $\beta = 1$.

Da bei dem benutzten Kompressionsprogramm während der Kompression $p \cdot R \approx \text{const} \approx 0,55 \text{ m} \cdot \text{MeV}/c$, gilt für 10^{12} Elektronen

$$\left| B_{Rz} \right| \approx 2,6 \cdot 10^{-3} B_F$$

Da Elektronenzahlen mit ca. 10^{12} Elektronen auf etwa 10 % genau gemessen werden sollen, ist eine Meßgenauigkeit des Gesamtfeldes $B_{Fz} + B_{Rz}$ von etwa 10^{-4} nötig.

Für die Messung eignen sich kleine Induktionsspulen, deren Signale nicht integriert (\dot{B} -Messung) oder integriert (B-Messung) mit Oszillographen gemessen werden. Da die Meßgenauigkeit von Oszillographen bei etwa 1 % begrenzt ist, wird das Kompressorfeld in den Signalen kompensiert.

Eine weitere Anforderung ist die zeitliche Auflösung der Eigenfeldmessung. Die Meßzeitbereiche wurden aufgeteilt in eine sog. "schnelle" Messung mit Oszillographenablenkzeiten von 50 bis 200 nsec/div, eine "mittelschnelle" Messung mit 1 bis 2 $\mu\text{sec}/\text{div}$ und eine "langsame" mit 10 - 20 $\mu\text{sec}/\text{div}$. Die Methoden sind für jeden Meßzeitbereich anders und werden im folgenden beschrieben.

Die schnelle Messung dient der Beobachtung des Ringstromes auf dem Inflektionsradius etwa über die ersten 200 Umläufe der Elektronen nach Einschuß, wobei Einflüsse der Kompression vernachlässigt werden dürfen. Die Pick-up Spule mißt die B_r -Komponente des Ringfeldes und ist etwa 8 cm von der Mittelebene entfernt auf einem Radius $R \approx 20 \text{ cm}$ angebracht. Sie besteht aus einer einwindigen Koaxialschleife, deren Fläche parallel zum Feldlinienverlauf des Kompressionsfeldes liegt, so daß das Restsignal der Induktion vom Kompressor klein ist gegen die Induktion des entstehenden Elektronenrings. Das Signal wurde integriert mit einer Zeitkonstanten von 3,6 μsec .

Die mittelschnelle Sonde dient der Messung des Ringstromes im Anfang der Kompression. Sie besteht aus einer einwindigen Spule

in der Nähe des Ringmittelpunktes und ihr Signal setzt sich aus Ring- und Kompressorinduktion zusammen. Die Kompensation wird nur für die Zeit der Kompression mit den Spulenpaaren I und II durchgeführt mit Hilfe von zwei zusätzlichen Pick-up-Spulen an geeigneter Position im Kompressionsfeld. Diese drei Induktionssignale werden so addiert, daß die Kompressorinduktion klein ist gegen die Ringinduktion. Das Restsignal wird integriert und aus der Differenz zweier Feldschüsse mit und ohne Elektronen ergibt sich das Ringeigenfeld. Die Empfindlichkeit der Sonde läßt sich berechnen aus den Windungsflächen und dem Ort der Induktionsspulen und bekannter Integratorgröße. Diese Sonde wird zur Absolutmessung des inflektierten Ringstromes benutzt.

Die langsame Meßsonde mißt die Änderung des Ringfeldes während der gesamten Kompression.

Die Elektronenzahl ergibt sich aus

$$N = \frac{4\pi}{\mu_0 ec} \frac{1}{F} \frac{(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}{R^3 \left(\frac{3R^2}{R^2 + z^2} - 1 \right)} \frac{R^3}{\dot{R}} \Delta U_{\text{ind.}} \quad (18)$$

F ist die Windungsfläche der Pick-up-Spule, R der Ringradius, z- die z-Koordinate der Pick-up-Spule und $\Delta U_{\text{ind.}}$ die durch die Ringkompression entstehende Induktionsspannung. Die Größe R^3/\dot{R} wird vom Kompressionsprogramm mitberechnet und ausgedruckt.

Die Kompensation des Kompressorinduktionssignals wird mit 4 Rogowskispulen durchgeführt, die der Stromänderung der 4 Spulenpaare proportionale Spannungssignale U_n geben. Die Spulen sind so ausgelegt, daß diese 4 Spannungssignale U_n größer sind, als das in der Pick-up-Spule durch das Kompressionsfeld erzeugte Signal. Durch geeignete Abschwächung und Addition wird erreicht, daß das resultierende Signal ohne den Beitrag des Ringes so klein wird, daß sich ein Signal mit Ringinduktion davon unterscheidet.

Abb. 6 zeigt die Schaltung.

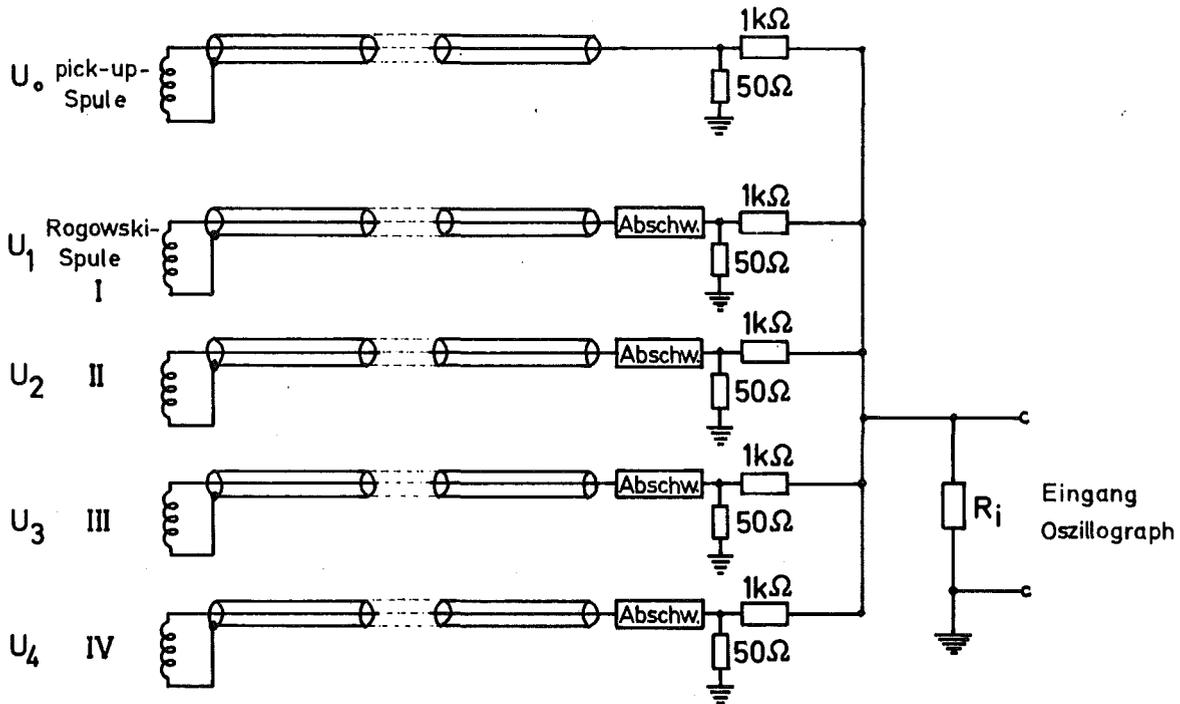


Abb. 6: Schaltung zur Eigenfeldmessung

Die mit dem Oszillographen gemessene Spannung U_{osZ} ergibt sich zu

$$U_{osZ} = \frac{U_0 + U_I + U_{II} + U_{III} + U_{IV}}{5 + \frac{1k\Omega}{R_i}} \quad (19)$$

Da im allgemeinen $R_i \gg 1 \text{ k}\Omega$ ist, wird das durch die Ringinduktion entstehende Signal ΔU_{ind} noch um einen Faktor 5 verkleinert.

Die Messung der Induktion des Ringes hat den Vorteil, daß während der Kompression auftretende Verluste von Elektronen Induktionssignale verursachen, deren Vorzeichen entgegengesetzt zu denen bei Kompression sind. So läßt sich aus dem Induktionssignal bei einem Abstreifvorgang sehr einfach die Elektronenzahl im Ring ermitteln aus

$$N = \frac{4\pi}{\mu_0 ec} \frac{(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}{R} \int \Delta U_{ind} dt \quad (20)$$

$\int \Delta U_{\text{ind}} dt$ läßt sich mit den Oszillographenaufnahmen der Induktionssignale von Ringen mit und ohne Abstreifvorgang leicht ermitteln. Diese Methode ist recht gut geeignet zur Bestimmung der Elektronenzahl während der Kompression.

4.2.2 Messung der Synchrotronstrahlung

Eine weitere Methode, die Ringparameter R, a, b, N und γ zu messen, ohne den Ring zu zerstören, wird möglich aus der Messung der Synchrotronstrahlung. Die Strahlung ist inkohärent und ihre Frequenzen sind Harmonische der Umlauffrequenz $\omega_0 = \frac{\beta c}{R} \approx \frac{c}{R}$.

Die von einem einzelnen Elektron abgestrahlte Leistung bei der Harmonischen n läßt sich mit hinreichender Genauigkeit darstellen durch ²³⁾

$$I_e(n) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{2\pi c} \left(\frac{\beta c}{R}\right)^2 n^{1/3} \quad (21.1)$$

für $n < 3\gamma^3$

und

$$I_e(n) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{c\sqrt{\pi}\gamma} \left(\frac{\beta c}{R}\right)^2 n^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{2n}{3\gamma^3}} \quad (21.2)$$

für $n > 3\gamma^3$

Die Elektronen strahlen in einem Kegel um die Tangente an ihre Flugbahn, der Strahlungswinkel bezüglich der Tangente, an dem die Intensität auf den Wert $1/e$ abfällt, ist gegeben durch

$$\theta = \left(\frac{3}{n}\right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{für } n < 3\gamma^3 \quad (22.1)$$

$$\theta = \left(\frac{\gamma}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{für } n > 3\gamma^3 \quad (22.2)$$

Für gegebene Umlauffrequenz ω_0 wächst die abgestrahlte Leistung mit $n^{1/3}$ an, erreicht für $n = 3\gamma^3$ ein Maximum und fällt exponentiell γ -abhängig ab. Dieser exponentielle Abfall liegt bei komprimierten Ringen mit $\gamma > 20$ und $R \approx 4$ cm im sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich.

Die Lebensdauer der komprimierten Ringe von etwa 30 μ sec und ihre Strahlungsleistung in der Größenordnung 10^{-5} W erfordern Meßgeräte mit gutem zeitlichen Auflösungsvermögen und hoher Empfindlichkeit. Deshalb wurde für die Messungen ein Photomultiplier Typ CVP (Valvo) mit infrarot-empfindlicher Kathode verwendet, die im Bereich 400 nm bis 1100 nm empfindlich ist. Interferenzfilter ermöglichen das Ausblenden schmaler Bereiche $\Delta\lambda$. Die Absolutempfindlichkeit des Infrarotdetektors und seine relative wellenlängenabhängige Empfindlichkeit wurden mit Hilfe einer Halogenlampe als Lichtquelle, geeigneter Interferenzfilter und eines absolut geeichten Radiometers vom Typ 11A der Fa. UDT (United Detector Technology) bestimmt. Aus gemessenen und berechneten Intensitätsverläufen als Funktion der Wellenlänge läßt sich die Energie der Elektronen ermitteln.

Die von einem Elektron in einem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ abgestrahlte Leistung läßt sich aus (21.2) berechnen. Es ergibt sich für Bereiche $\Delta\lambda = |\lambda_n - \lambda_m|$ unter der Voraussetzung $\frac{\partial I(\Delta\lambda)}{\partial \lambda} = \text{const}$

$$I_e(\Delta\lambda) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{c\sqrt{\pi\gamma}} \left(\frac{\beta c}{R}\right)^2 \left(\frac{2\pi R}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{|n-m|}{2} \left(\lambda_n^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{4\pi R}{3\gamma^3 \lambda_n}} + \lambda_m^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{4\pi R}{3\gamma^3 \lambda_m}} \right) \quad (23)$$

Mit einem APL-Programm kann $I_e(\Delta\lambda, \lambda)$ bei Eingabe von $\Delta\lambda, \lambda, R$ und $\gamma(\beta=1)$ berechnet werden.

Die Bestimmung der Elektronenzahl N des Ringes ist etwas schwieriger, da der Photomultiplier mit einer lichtempfindlichen Fläche πR_M^2 nur den Teil der Synchrotronstrahlung des Ringes sieht, der in den Raumwinkel $d\Omega = \pi R_M^2 / L^2$ abgestrahlt wird, vorausgesetzt, der Synchrotronlichtkegel füllt diesen Raumwinkel aus. L ist der Abstand zwischen dem Beobachtungspunkt des Ringes und der Photokathode und hat die Richtung einer Tangente an den Ring. Wegen der

endlichen Betatronamplitude der Elektronen ist das Licht nicht in den kleinen Winkel $\theta = (\gamma/n)^{1/2} = (\gamma\lambda/2\pi R)^{1/2}$ gebündelt, sondern der maximale Emissionswinkel ist gegeben durch die Winkel, unter denen die Elektronen ihre Gleichgewichtsbahn kreuzen, zuzüglich θ . Eine Raumwinkelbetrachtung, die hier im einzelnen nicht durchgeführt wird, ergibt unter Vernachlässigung der Synchrotronamplitude des Strahles und für $L \gg R$ eine Näherung für den Bruchteil p der gesamten Elektronenzahl N im Ring, der vom Multiplier gemessen wird.

$$p = \frac{N(\text{Licht})}{N} \approx D \frac{R_M^2}{\pi L^2} \left(\frac{b_0 v_z}{R} + \theta \right) \quad (24)$$

D berücksichtigt die Reflexions- und Absorptionsverluste des strahlungsresistenten Quarzglasfensters in der Vakuumkammer und ergab sich nach Messung zu 0,92.

Die geometrischen Ringparameter R , a und b werden durch optische Abbildung eines Ringquerschnitts im Verhältnis 1 : 1 auf die Photokathode bestimmt. Die Intensitätsverteilung im Bild wird mittels einer Schlitzblende gemessen, die in radialer bzw. axialer Richtung in der Bildebene verschiebbar ist. Die Verwendung einer Kreisblende, bei der sich der mittlere kleine Ringradius aus der Breite der Intensitätsverteilung bei der halben maximalen Intensität ergibt, war aus Intensitätsgründen nicht möglich.

Bei der Messung wird der kleine Ringradius aus der Breite der Verteilung bei 10 % der Maximalintensität festgelegt, dadurch erhält man zumindest eine obere Grenze der kleinen Ringradien.

Der große Radius läßt sich aus der bekannten Kompressionsspulengeometrie, den geometrischen Daten des optischen Aufbaus der Abbildung und der radialen Intensitätsverteilung des Bildes ermitteln.

4.3 Meßsignale

In Abb. 7 sind Oszillographenaufnahmen typischer Meßsignale enthalten. Kompressorfeld und Inflektorfeld wurden bei jedem Kompressionsvorgang mit aufgezeichnet, um mögliche Fehlschüsse zu identifizieren. Das Signal der schnellen Sonde mit Ring ist willkürlich positiv, die der beiden anderen sind negativ. Auf eine Besonderheit der schnellen Messung sei hingewiesen.

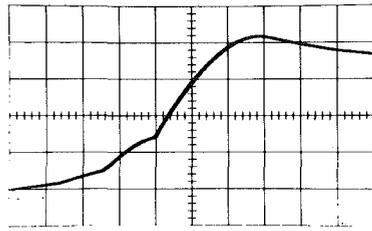
Die Signale mit und ohne leitende Wände unterscheiden sich im Anstieg durch die in den leitenden Wänden bei Bildung des Ringes induzierten Abschirmströme, die am Ort der schnellen Sonde das Feld des Ringes kompensieren. Die Zeitkonstante der Abklingzeit der Abschirmströme beträgt nach ²⁴⁾ $\tau \approx \mu_0 h / 2R_s$.

Mit einwindigen koaxialen Pick-up-Spulen in der Nähe der Vakuumkammer wird hochfrequente Strahlung gemessen, die nach der Inflektion des Ringes auftritt. Bei Auftreten von Negativer Masse Instabilität oder transversaler Instabilität strahlt der Ring charakteristische Frequenzen $M\omega_0$, $(M-v_r)\omega_0$ mit $M = 1, 2, \dots$ ab.

Durch zusätzliche Hochfrequenzeinstreuungen, die z.B. durch Schalten des Inflektors und des Marxgenerators der Elektronenquelle entstehen, sind die Aufnahmen nicht reproduzierbar und nur in Einzelfällen lassen sich die obigen Frequenzen aus den Oszillographenaufnahmen erkennen.

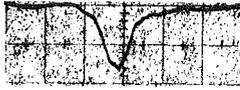
Hochfrequente Einstreuungen durch die Funkenstreckenschalter der Kompressionsspulen verursachen auch bei den Eigenfeldmessungen Störungen. Das gleiche gilt für die Aufnahmen der Synchrotronstrahlung, bei denen außerdem zusätzliche Signale durch sehr geringe Elektronenverluste und die von ihnen produzierte γ -Strahlung auftreten.

Aus einer Vielzahl von einzelnen Kompressionsvorgängen sind die in Abschnitt 5 diskutierten Meßkurven entstanden. Die Meßfehler dieser Kurven betragen etwa + 10 % der jeweiligen Stromwerte.



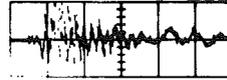
5 V/div
20 μ sec/div

Kompressorfeld $B \approx 0,33$ T/div



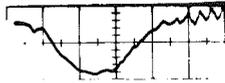
Elektronenpuls

10 nsec/div
10 V/div



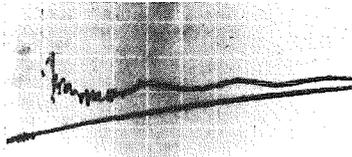
70 nsec/div
20 V/div

Hochfrequenz



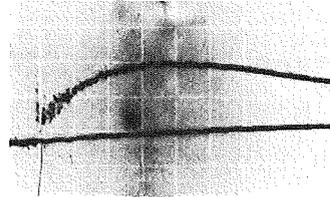
Inflektorpuls

10 nsec/div
10 V/div



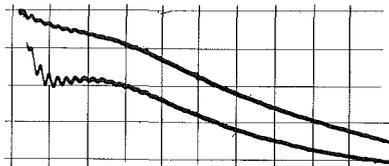
Schnelle Sonde (Glaswände)
obere Spur mit, untere ohne
Elektronen

200 nsec/div
100 mV/div



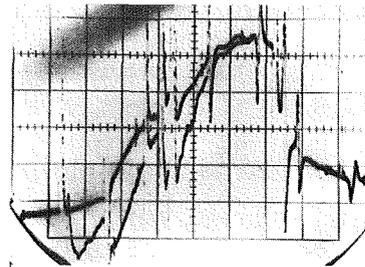
Schnelle Sonde (V2A-Wände)
obere Spur mit, untere ohne
Elektronen

200 nsec/div
100 mV/div



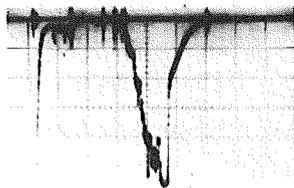
Mittelschnelle Sonde
obere Spur ohne, untere mit
Elektronen

2 μ sec/div
500 μ V/div



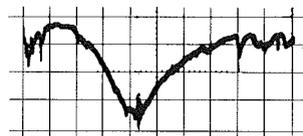
Langsame Sonde
obere Spur ohne, untere mit
Elektronen

20 μ sec/div
10 mV/div



γ -Puls
Abstreifvorgang

20 μ sec/div
1 V/div



Licht-Strahlung
Kompr. Ringe

10 μ sec/div
100 mV/div

Abb. 7: Meßsignale

5. Meßergebnisse und Diskussion

5.1 Intensitätsbegrenzung der Ringe in einer Vakuumkammer mit Glaswänden

Wegen der im Elektronenringbeschleuniger verwendeten schnell gepulsten Felder des Kompressors und Inflektors ist eine nichtleitende Vakuumkammer einer leitenden vorzuziehen. Deshalb wurden die ersten Messungen mit einer solchen Kammer durchgeführt. Bei geeigneter Wahl des Kompressionsfeldes, d.h. des Einschußzeitpunktes T_i der Elektronen in den Kompressor, und Optimierung der Inflektion sollte man ein lineares Verhalten zwischen eingeschossenem Strom $I_{inj.}$ und inflektiertem Ringstrom $I_{infl.}$ erwarten, solange kollektive Effekte keine Bedeutung gewinnen. In Abb. 8 wurden für eine Vakuumkammer mit Glaswänden mit dem Abstand $h = \pm 2,5$ cm zum Ring die Meßergebnisse eingezeichnet mit der momentanen Energiestreuung $\left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{inst}$ als Parameter.

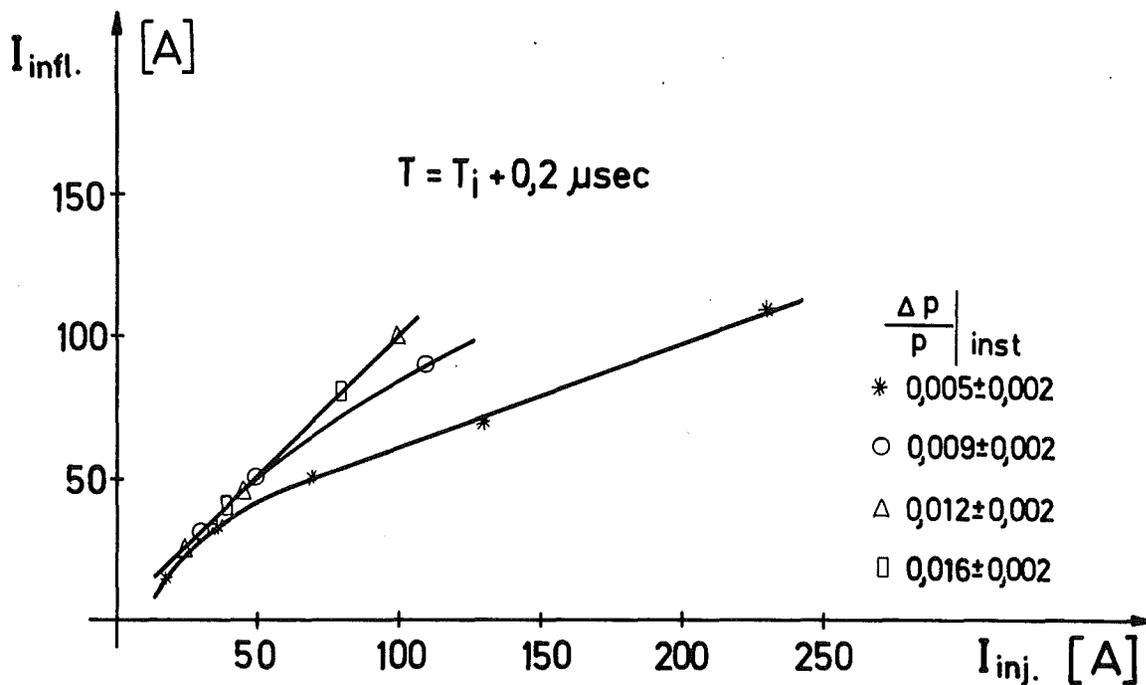


Abb. 8: Intensitätsabhängigkeit für Glaswände $h = 2,5$ cm

Trotz einer totalen Energiestreuung des Elektronenstrahls von etwa 4 %, nimmt der inflektierte Strom mit wachsender momentaner Streuung bei gleichem Einschubstrom zu. Die sehr kurze Zeit von 10 - 100 nsec, in denen die Strahlverluste auftreten und die Abhängigkeit von $\frac{\Delta p}{p} \Big|_{\text{inst}}$ deuten auf longitudinale Instabilität hin. Dabei entsteht die Frage, ob der Verlauf der Meßkurven durch theoretische Stabilitätsgrenzen gedeutet werden kann. Wie in Punkt 3.1 erklärt, wirkt die totale Energiestreuung von etwa 4 % erst nach einem Zeitraum von vielen Umläufen, etwa 100 nsec nach Einschub, wenn nämlich eine azimuthale Vermischung aller Energien im Ring erfolgt ist. Dieser Zeitraum ist groß genug, daß ein Ring mit N oberhalb der Stabilitätsgrenze N_{crit} aufgrund der radialen Aufweitung, die durch die Vergrößerung der Energiestreuung entsteht, teilweise an der Injektionsschnauze verloren geht. Die Anwachszeit kann in diesem Falle nach Formel (16) abgeschätzt werden. Für die Anfangsparameter $R = 20 \text{ cm}$, $\gamma = 5,5$, $n = 0,6$ und $N \approx 10^{13}$ gilt

$$\tau \approx 80 (Z_M/M)^{-\frac{1}{2}} \text{ nsec.}$$

Setzt man in die in 2.4 gegebenen Formeln für $|Z_M/M|$ typische Werte ein, so ergibt sich für dielektrische Wände mit $\epsilon = 5$ und $\tan \delta = 10^{-2}$ $|Z_1| \approx 600 \Omega$, während die Vakuumwerte bei 354Ω bzw. 60Ω ($15', 14'$) liegen. Selbst mit dem kleineren Vakuumwert von 60Ω beträgt die Anwachszeit nur wenige Umlaufzeiten der Elektronen. Aus den Meßkurven ergibt sich, daß eine zwar gegen $\frac{\Delta p}{p} \Big|_{\text{total}}$ kleine zusätzliche momentane Energiestreuung stabilisierend auf den Ring wirkt. Da der injizierbare Einschubstrom wegen der durch die Streufolien verursachten Emittanzverschlechterung mit wachsender instantaner Streuung immer kleiner wird, konnte die Kopplungsimpedanz des Ringes in der verwendeten Glaskammer nicht aus der Messung ermittelt werden. Mit Hilfe von Formel (12) errechnen sich für die obigen $|Z_1|$ Teilchenzahlen zwischen $5 \cdot 10^{11}$ und $5 \cdot 10^{12}$ Elektronen im Ring für 4 % Streuung, äquivalent zu

~20 A und ~200 A Ringstrom auf $R = 20$ cm. Eine experimentelle Bestimmung der Kopplungsimpedanz ist nur unter der Voraussetzung möglich, daß erstens bei ausreichend Strom die momentane Energiestreuung genauso groß wie die totale ist und zweitens keine zusätzlichen Effekte auftreten.

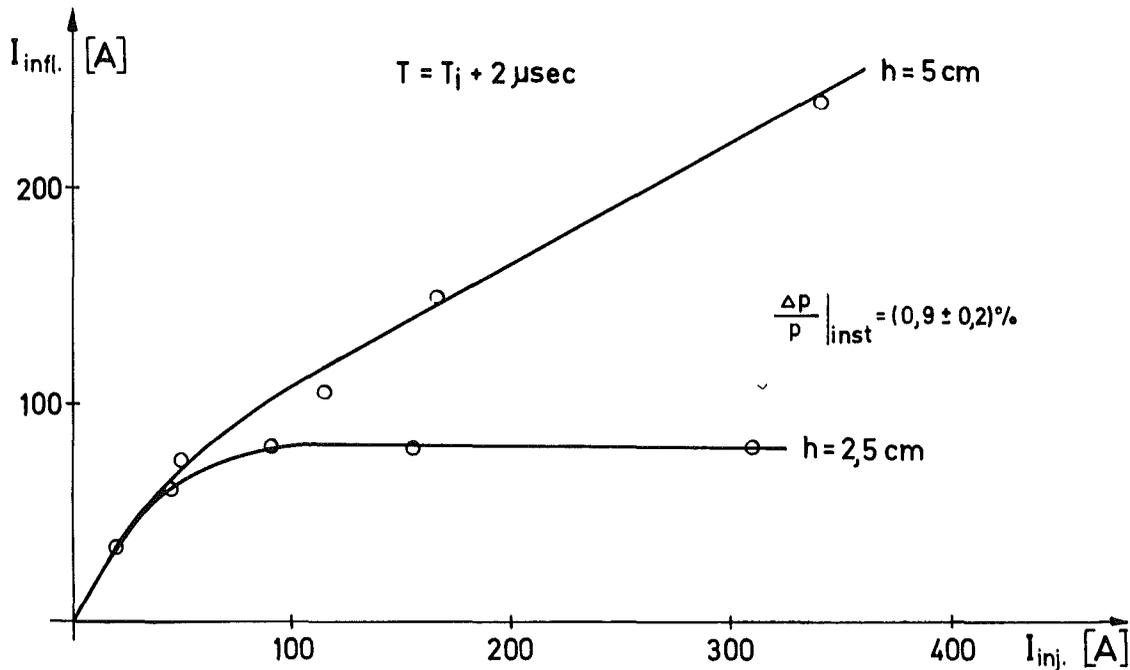


Abb. 9: Intensitätsabhängigkeit für Glaswände

In Abb. 9 wurde für eine feste momentane Energiestreuung, die mit einer speziellen Kathode der Feldemissionsdiode erzeugt wurde, die Abhängigkeit von inflektiertem zu injiziertem Strom für zwei verschiedene Abstände der Wand zum Strahl aufgetragen. Die Zunahme des inflektierten Stromes mit größerem Wandabstand kann nicht durch longitudinale Instabilität erklärt werden. Jedoch besteht die Möglichkeit, daß transversale Instabilität das starke Abknicken der Meßkurve für $h = 2,5$ cm verursacht. In einer Arbeit von Garren ²⁵⁾ wurden

für einen geraden Strahl in einem nichtleitenden Rohr mit äußerer metallischer Umgebung die U- und V-Terme für transversale Stabilität für verschiedene Abstände h des nichtleitenden Rohres vom Strahl berechnet. Die U-Terme wachsen für einen Strahl mit $\gamma = 5,5$ und $R = 17$ cm bei Halbierung des Abstandes h von 4 cm nach 2 cm um beinahe einen Faktor 10. Die Werte lassen sich nur sehr bedingt auf unser System übertragen, zumal als leitende Umgebung in der Nähe des Ringes nur das Spulenpaar II und eventuell das Injektionsseptum in Frage kommen. Diese Zunahme von U verschiebt bei gleicher Frequenzstreuung ΔS die Instabilitätsgrenze zu kleineren Elektronenzahlen im Ring. Gestützt wird die Annahme transversaler Instabilität durch die im Experiment beobachteten Frequenzen, die mit $(1-\nu_r)\omega_0$ und $(2-\nu_r)\omega_0$ etwa übereinstimmen.

5.2 Intensitätsbegrenzung der Ringe in einer Vakuumkammer mit gut leitenden Wänden

Die in 3.2 schon erwähnten Gründe der Verkleinerung der Kopplungsimpedanz hinsichtlich longitudinaler Instabilität und die Abhängigkeit des V-Terms bei transversaler Instabilität vom Oberflächenwiderstand sprechen für die Verwendung möglichst gut leitender Seitenwände der Vakuumkammer. Die zu Abb. 8 analogen Messungen des inflektierten Stromes als Funktion des injizierten Stromes sind in Abb. 10 eingezeichnet.

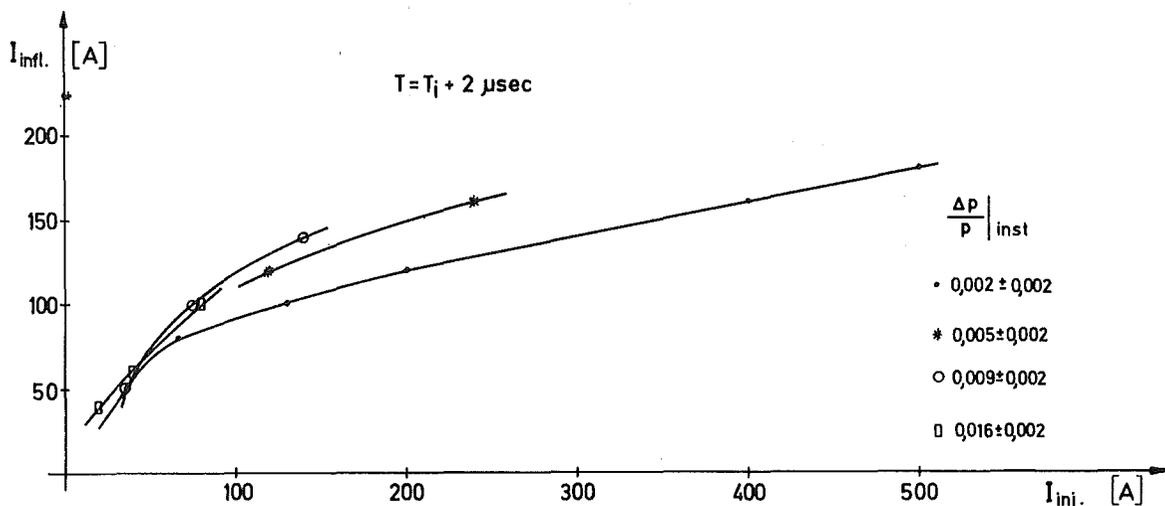


Abb. 10: Intensitätsabhängigkeit für V2A-Wände $h = 2,5$ cm

Die Abhängigkeit des inflektierten Stromes von der momentanen Energiestreuung läßt sich wie bei Abb. 8 erklären. Die Erhöhung des Stromes, die man aufgrund der wesentlich kleineren Kopplungsimpedanz des Ringes von $|Z_M/M| \approx 17 \Omega$ für die Ringparameter nach Injektion bei einem mittleren kleinen Radius $a = 1,5 \text{ cm}$ erwartet, ist nicht so groß und beträgt etwa einen Faktor zwei. Die Ringe hatten jedoch nach Abstreifermessungen kleinere radiale Dimensionen als bei der Messung mit Glaswänden, so daß die Gesamtverbesserung der erwarteten entspricht. Nicht zu verstehen war jedoch das Abknicken der Meßkurven bei ca. 100 A. Deshalb wurden für eine feste momentane Energiestreuung von 0,9 % mit unterschiedlichem Seitenplattenabstand h Messungen durchgeführt, die in Abb. 11 aufgetragen sind. Nach der Negativen Masse Theorie sollte die Elektronenzahl im Ring mit kleinerem Abstand h zunehmen.

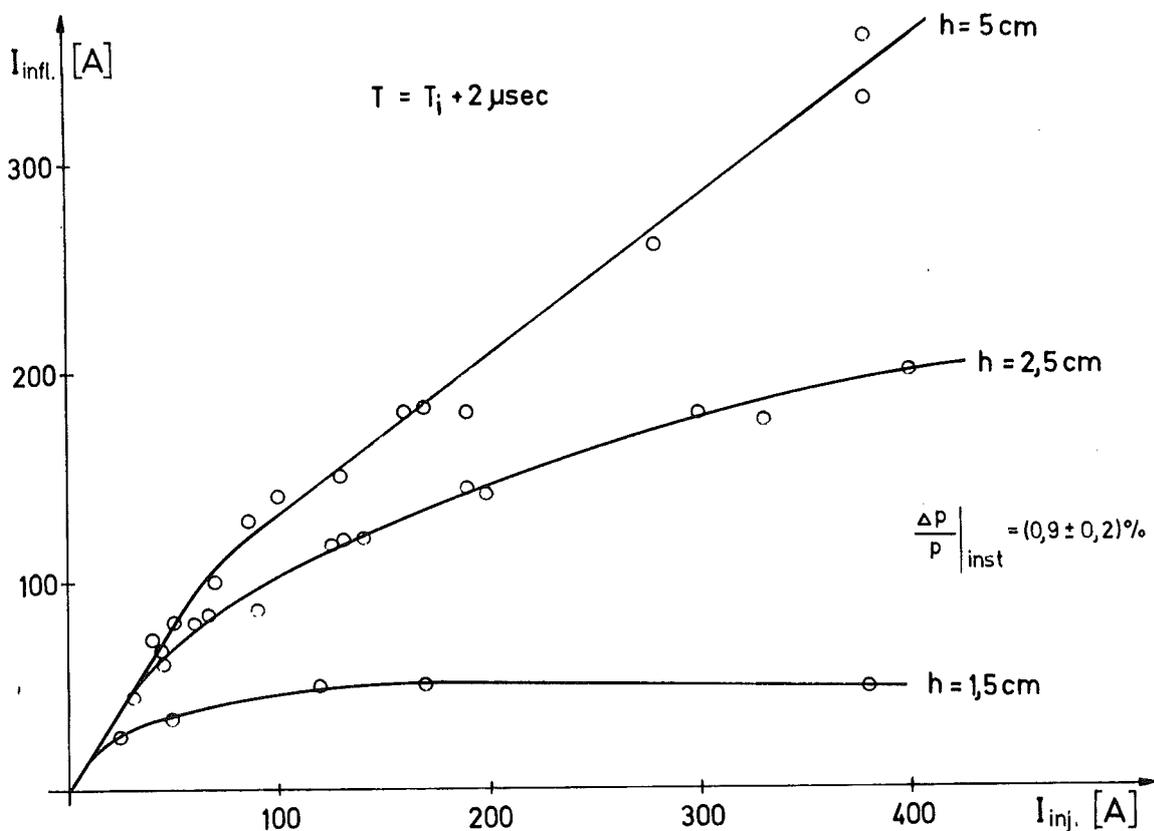


Abb. 11: Intensitätsabhängigkeit für V2A Wände

Für die Abstände $h = 1,5, 2,5$ und 5 cm ergeben sich nach (15) Kopplungsimpedanzen $|Z_M/M|$ von $10, 17$ und 30Ω . Mit einer Energiestreuung von 3% , die durch die Inflektion begrenzt wird, sollten stabile Ringe mit Elektronenzahlen bis zu $2 \cdot 10^{13}$ möglich sein.

Zwei Effekte schränken die maximale Elektronenzahl pro Ring jedoch ein, die Änderung der Fokussierung durch die inkohärente Raumladung bei leitenden Seitenplatten und die Möglichkeit transversaler Instabilität.

Mit Formel (5) lassen sich die Verschiebungen der Fokussierung berechnen. Der Krümmungsterm wird wegen seiner Kleinheit vernachlässigt. Tabelle 1 enthält die Werte für Δv_z^2 mit $R = 20$ cm, $n = 0,6$, $f = 0$ für verschiedene h und kleine Ringradien $a = b$.

$\Delta v^2 \cdot 10^{-13} \cdot N$	$h = 1,5$ cm	$h = 2,5$ cm	$h = 5$ cm	$h \rightarrow \infty$
$a = 1$ cm	0,68	0,30	0,14	0,08
$a = 1,5$ cm	0,62	0,24	0,08	0,03
$a = 2,0$ cm	-	0,22	0,06	0,01

Tabelle 1

Der Einfluß der Spiegelladungen ist für kleinen Abstand h dominierend. Für $h = 1,5$ cm ergibt sich für umlaufende Teilchenzahlen von mehr als $9 \cdot 10^{12}$, d.h. ca. 200 A Einschubstrom über 8 nsec, axiale Defokussierung.

Das frühe Abknicken dieser Meßkurve bei $20 - 30$ A aus dem Anstieg der anderen und der maximale inflektierte Strom lassen sich durch inkohärente Raumladungseffekte nicht erklären.

Auch die Frage, ob sich durch die Änderung von v_p die optimale Lage des Inflektors ändert, wurde für den Abstand $h = 2,5$ cm für hohe Ströme experimentell überprüft und ergab keine Änderung der Meßkurve.

Die maximalen Elektronenzahlen in Ringen bezüglich transversaler Instabilität lassen sich mit Hilfe der Formeln (6) bis (9) abschätzen. In Tabelle 2 sind maximale N für radiale kohärente Schwingungen mit $M = 1$ und 2 mit den Werten $\frac{E}{\Delta E} |\Delta S| = 2700 \mu\text{sec}^{-1}$ für $M = 1$ und $1200 \mu\text{sec}^{-1}$ für $M = 2$ auf $R = 20 \text{ cm}$ für verschiedene Wandabstände h berechnet. Zusätzlich enthält sie die Anwachszeit $\tau = V^{-1}$ für die Schwellenwerte von N . Die Energiestreuung beträgt 3 %.

	M = 1 radial	M = 2 radial
$h = 1,5 \text{ cm}$	$N \lesssim 5 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 50 \text{ nsec}$	$N \lesssim 3 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 200 \text{ nsec}$
$h = 2,5 \text{ cm}$	$N \lesssim 7 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 200 \text{ nsec}$	$N \lesssim 3 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 700 \text{ nsec}$
$h = 5,0 \text{ cm}$	$N \lesssim 7 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 1400 \text{ nsec}$	$N \lesssim 3 \cdot 10^{12} \quad \tau \lesssim 5800 \text{ nsec}$

Tabelle 2

Die berechneten Grenzwerte von N liegen im Bereich der Elektronenzahlen eines Ringes mit injiziertem Strom von 100 bis 200 A. Aufgrund der angenommenen Idealisierungen, die bei der Ableitung der verwendeten Formeln benutzt wurden, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die tatsächlichen Instabilitätsgrenzen noch niedriger liegen als die berechneten. Die h^3 -Abhängigkeit der Anwachszeit erklärt qualitativ die großen Unterschiede der Meßkurven, die man allein aus den Grenzwerten von N nicht verstehen kann. Die Grenzwerte von N sind im wesentlichen durch die U-Terme gegeben, da meist $U \gg V$ gilt, während durch die V-Terme die Anwachszeiten festgelegt sind. Wenn nun infolge kleiner Anwachszeit die Verstärkung der radialen Amplitude wesentlich schneller geht, als der Ring von der Injektionsschnauze durch die Kompression entfernt wird, dann muß mit starken Verlusten gerechnet werden. Da die Kompressionsgeschwindigkeit etwa $0,5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ beträgt, wird verständlich, daß nur bei einem Seitenplattenabstand von $h = 5 \text{ cm}$

ein Ring mit Elektronenzahlen bis zu $7 \cdot 10^{12}$ komprimiert werden kann. Eine Bestätigung findet diese Begründung der Meßkurven aus dem Auftreten von Frequenzen $(1-v_r)\omega_0$ und $(2-v_r)\omega_0$ bei den hochfrequenten Pulsen nach der Inflektion der Ringe.

5.3 Messungen zur Kompression

Die Strahlparameter der Ringe während der Kompression werden nur für die Vakuumkammer mit V2A-Wänden und $h = 5$ cm diskutiert, da nur für diesen Fall hinreichend hohe Elektronenzahlen im Ring erreicht wurden.

Der gemessene Kompressionsverlauf ist in Übereinstimmung mit dem berechneten, so daß aus Abstreifermessungen und der Kompressionsgeschwindigkeit die radialen kleinen Radien ermittelt werden können. An komprimierten Ringen wurden R, a und b mit Hilfe der Synchrotronstrahlung gemessen. Tabelle 3 gibt einen Überblick über die Meßwerte in Abhängigkeit von zwei verschiedenen Injektionsströmen.

Faradaycupmessung		$I_{inj} = 50$ A		$I_{inj} = 360$ A	
Eigenfeldmessung		$N_{kompr} \approx 2 \cdot 10^{12}$		$N_{kompr} \approx 6,5 \cdot 10^{12}$	
[cm]	R	a	b	a	b
Abstreifer- messungen	19	-	1,0	-	1,0
	14	2,5	1,2	4,5	1,8
	5,5	0,8	1,0	1,6	1,3
	3,6	0,7	0,9	1,3	1,1
Synchrotron- strahlung	$3,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$

Tabelle 3

Die Meßfehler von a und b, die aus Abstreifermessungen ermittelt werden, betragen etwa 30 %. Die gemessenen Elektronenzahlen variieren um etwa 20 %.

Der Unterschied der kleinen Ringradien für injizierte Ströme von 50 A und 360 A wird durch die schon beschriebenen Instabilitäten begründet. Das Anwachsen des axialen Ringradius von $R = 19$ cm nach $R = 14$ cm wird durch die Kreuzung der Resonanz $n = 0,5$ erklärt, für die nach Arbeit ⁵⁾ für das verwendete Kompressionsprogramm ein Aufblähen des axialen Ringradius erwartet werden kann.

Die optisch gemessenen kleinen Ringradien sind in guter Übereinstimmung mit den aus der γ -Strahlung gefundenen. Aus dem spektralen Verlauf der Synchrotronstrahlung wurde die Energie der Elektronen im komprimierten Ring ermittelt. In Abb. 12 ist die vom Multiplier gemessene Strahlungsleistung in Watt (W_{gem}) als Funktion der Wellenlänge λ aufgetragen (durchgezogene Kurve).

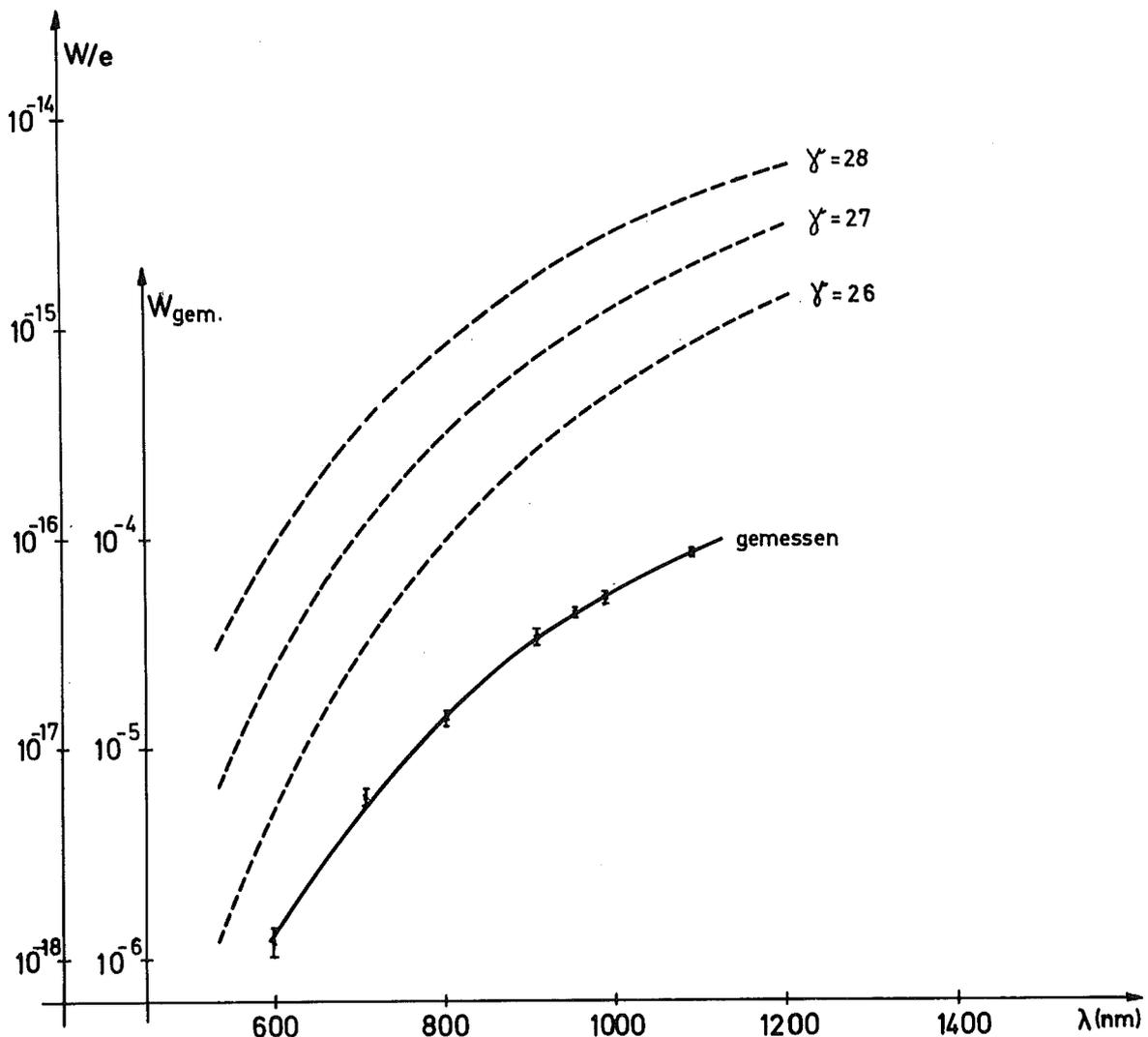


Abb. 12: Lichtintensität als Funktion der Wellenlänge

Die Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ der Transmissionskurven der verwendeten Interferenzfilter betragen 20 nm bis 50 nm. Die eingezeichneten Ergebnisse sind einheitlich auf $\Delta\lambda = 25$ nm umgerechnet, um einen Vergleich der Meßwerte mit den gerechneten zu erleichtern. Abb. 12 enthält die gestrichelt eingezeichneten gerechneten Strahlungsleistungen eines Elektrons in Watt pro Elektron (W/e) für $\gamma = 26 - 28$. Übereinstimmung mit den Meßwerten ergibt sich für $\gamma = 27$, das auch mit dem Kompressionsprogramm berechnet wird. Die vom Multiplier erfaßte Elektronenzahl ergibt sich durch Division von W_{gem} durch W/e zu $N = (4,5 \pm 0,5)10^{10}$. Mit Anwendung der Formel (24) läßt sich die Gesamtelektronenzahl im Ring mit den übrigen aus der Synchrotronstrahlung gewonnenen Daten berechnen zu

$$N \approx (6,8 \pm 1,0)10^{12}.$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem aus den Eigenfeldmessungen ermittelten.

Abschließende Bemerkung

Aus den in 5.3 tabellierten Ringdaten ergibt sich das Raumladungsfeld komprimierter Ringe zu $E \approx 7,5$ MV/m. Der Grund für diesen niedrigen Wert ist die Aufblähung des kleinen Ringradius in radialer Richtung nach der Injektion. Eine Verbesserung der Ringqualität ist nach den vorliegenden Messungen durch Erhöhung der Anfangsenergie möglich. Eine Bestätigung findet dies in Ergebnissen der Arbeitsgruppe in Berkeley ²⁶⁾, die mit einer Anfangsenergie von 4 MeV dichte stabile Ringe mit $R \approx 17$ cm und Elektronenzahlen von $6 \cdot 10^{12}$ erreichte. Eine Extrapolation auf dichte Ringe mit 10^{13} Elektronen führt zu einer weiteren Erhöhung der Anfangsenergie. Hochstromelektronenlinearbeschleuniger erfordern jedoch hohen technologischen Aufwand und hohe Kosten, so daß man sich fragen muß, wieweit die angeführten Vorteile eines Elektronenringbeschleunigers gegenüber einem Ionenlinearbeschleuniger noch zum Tragen kommen.

Literaturverzeichnis

- 1) V.I. Veksler, CERN, Scient. Inf. Service Geneva
Vol. 1, p. 80 (1956)
- 2) Symposium on Electron Ring Accelerator,
Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) (1968)
- 3) H. Schopper, Physikal. Blätter Heft 5/6 (1968)
- 4) C. Andelfinger, Physik in unserer Zeit (1971)
- 5) L.J. Laslett, W.A. Perkins, LBL, UCRL-20143, 1971
- 6) D. Keefe et al. Nucl. Instr. and Meth. 93 (1971)
- 7) A.M. Sessler, LBL, UCRL-20607 (1971)
- 8) L.J. Laslett, V.K. Neil, A.M. Sessler, Rev. of Scient.
Instr. Vol. 36, (1965)
- 9) R.T. Avery et al., LBL, UCRL-20684 (1971)
- 10) D. Möhl, LBL, ERAN 183
- 11) G. Lambertson, LBL, ERAN 157
- 12) H. Kim, private Mitteilung, Veröffentlichung in Vorbe-
reitung
- 13) C.E. Nielsen et al., Int. Conf. on High Energy Accelerator,
CERN, (1959)
- 14) A.G. Bonch-Osmolovskii, JINR-P9-6318, Dubna (1972)
- 15) A. Faltens et al., LBL-1070, (1972)
- 16) C. Pellegrini, A.M. Sessler, LBL-ERA 22, (1968)
- 17) B. Zotter, CERN-ISR-TH/69-35

- 18) A.C. Entis, A.Garren, L. Smith, LBL, UCRL-20208
- 19) H. Krauth, Dissertation Univ. Karlsruhe (in Vorbereitung)
- 20) C.H. Dustmann, Dissertation Univ. Karlsruhe 1974
- 21) C.H. Dustmann et al. Int. Conf. on High Energy Acc, Stanford (1974)
- 22) L. Steinbock, Dissertation Univ. Karlsruhe (1972)
- 23) J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Ch. 14
- 24) L.J. Laslett, LBL, 1709, (1973)
- 25) A. Garren, LBL, ERAN-123 (1971)
- 26) G. Lambertson et al. Particle Accel. 1973, Vol. 5

Herrn Prof. Dr. W. Heinz danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und sein stetes Interesse während der Durchführung.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bin ich zu Dank verpflichtet für die zahlreichen Diskussionen, die Unterstützung bei der Durchführung des Aufbaues und der Messungen und Anfertigung der Zeichnungen.

Frau Köber danke ich für das Schreiben des Textes.