

DESY-Notiz A 2.55

Hamburg, den 16.12.1959

M 8 - Dr. Br:Ge

VORBEREITENDE UNTERSUCHUNGEN ZUR STRAHLAUSLENKUNG

TEIL I

Inhalt:

	Seite:
Einleitung	2
I. SCHNELLE AUSLENKUNG	
1) Anordnung der Auslenkmagnete, Verlauf und Eigenschaften des ausgelenkten Strahles	3
2) Das schnell gepulste Magnetfeld	8
3) Übersicht über numerische Daten	11
II. LANGSAME AUSLENKUNG	
1) Strahlabwanderung durch Strahlungsverlust	12
2) Verbiegung des Gleichgewichtskreises	18
3) Auslenkung mittels HF-Ablenkfeldern	22
4) Ablenkmagnete	25
5) Übersicht über numerische Daten	29
III. LAGE DER ÄUSSEREN ELEKTRONENSTRAHLEN ZU RUNG UND HALLEN	31

## EINLEITUNG

Für die Untersuchung einer Reihe von kernphysikalischen Problemen ist die Auslenkung des Elektronenstrahls aus der Maschine notwendig, da Experimente am Sollkreis wegen des dort herrschenden hohen Strahlungsuntergrundes sehr schwierig sind und weil sie auf beiden Seiten des Strahls und in seiner Vorwärtsrichtung sehr viel Platz benötigen. Zu untersuchen sind z.B.

- 1) die Feinstruktur von Protonen und Neutronen durch Streuung von Elektronen,
- 2) die Erzeugung von Mesonen, "strange particles" und Antiteilchen durch Elektronen,
- 3) die Streuung von Elektronen an schwereren Kernen,
- 4) Bremsstrahlspektren,
- 5) allgemein die Gültigkeit der Elektrodynamik bei hohen Energien.

Prinzipiell ist es am einfachsten, den Elektronenstrahl über einen Umlauf aus dem Synchrotron herauszuholen. Der hierbei entstehende Impuls mit einer Dauer von etwa  $1/\mu\text{sec}$  ist z.B. für eine mit einem hohen gepulsten Magnetfeld arbeitende Blaskammer erwünscht. Bei dieser schnellen Ejektion, für die es im Prinzip nur ein Verfahren gibt, sind aber erhebliche technische Probleme zu lösen. Für alle Zählerexperimente ist es jedoch erwünscht, zur Erhöhung des Verhältnisses von echten zu zufälligen Koinzidenzen und zur Vergrößerung der effektiven Zählzeit die Elektronen im Strahl möglichst gleichmäßig über die Zeit zu verteilen, die Auslenkung des Strahls also auf möglichst viele Umläufe im Synchrotron auszudehnen. Zu dieser langsamen Strahlejektion gibt es eine Reihe von grundsätzlich verschiedenen Methoden.

In dieser Arbeit soll einerseits die schnelle Ejektion in ihren Grundzügen klargelegt werden. Andererseits sollen die verschiedenen Methoden zur langsamen Ejektion im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit beim DESY-Synchrotron untersucht und ein oder zwei am geeignetsten erscheinende Methoden zur technischen Ausarbeitung ausgewählt werden.

Im vorliegenden Teil des Berichtes werden außer der schnellen Ejektion diejenigen Methoden zur langsamen Ejektion betrachtet, die den Strahlungsverlust oder nur homogene Magnetfelder zur Störung der Teilchenbahnen benutzen. Im zweiten Teil sollen dann die Methoden untersucht werden, welche lineare und nichtlineare Linsen verwenden, und alle Verfahren sollen vergleichend gegenüber gestellt werden.

## I. SCHNELLE AUSLENKUNG

### 1. Anordnung der Auslenkmagnete, Verlauf und Eigenschaften des ausgelenkten Strahles

#### a) Auslenkung mit nur einem schnellen Magnetfeld:

Durch ein Magnetfeld, das in einer Zeit, die klein ist gegen die Umlaufszeit der Elektronen, auf seinen Sollwert ansteigt, kann der Strahl in der Maschine plötzlich von seiner Gleichgewichtsbahn geworfen werden. Hierbei verlässt er die Maschine am leichtesten, wenn die nach einmaligem Durchgang der Elektronen durch dieses Magnetfeld entstandene kohärente Betatronschwingung ihr Maximum im äußeren Streufeld ( $r > 8$  cm) des radial fokussierenden Magnetsektors (F-Sektor) hat. Bild 1 zeigt den Verlauf des Streufeldes in der Sollkreisebene in positiver radialer Richtung für den F- und für den D-Sektor, wie er im elektrolytischen Trog ausgemessen wurde. Im F-Sektor ändert der Feldgradient bei etwa  $r = 8$  cm fast sprunghaft sein Vorzeichen, während er sich im D-Sektor außerhalb des konstanten Bereiches nur langsam ändert. Das Feld des F-Sektors ist in radialer Richtung für  $r > 8$  cm stark defokussierend, sogar stärker defokussierend als das Feld im Innern des D-Sektors. Deswegen biegt dieses Streufeld den Strahl vom Sollkreis so weit weg, daß er nicht einmal mehr das äußere Streufeld des nachfolgenden D-Sektors durchläuft und somit die Maschine verlassen kann. Liegt dagegen das Maximum der Betatronschwingungen noch im fokussierenden Bereich des F-Sektors, so bleibt der Strahl auch über den ganzen vollen Umlauf im wesentlichen in der Maschine; bei nochmaligem Durchgang durch das Ablenkkfeld kann sich die Amplitude der Betatronschwingung erhöhen (siehe DESY-Notiz A 2.52, Gleichung 8); in unserem Falle mit

$Q = 6,25$  erhöht sie sich um den Faktor  $\sqrt{2}$ . Diese Erhöhung reicht jedoch nicht aus, um den Strahl in voller Breite über die Schwelle  $\frac{\partial \beta_z}{\partial r} = 0$  hinwegzubringen. Bei einer Lage des Maximums im D-Sektor, in dem die Amplitude der Betatronschwingung gemäß dem Verlauf von  $\sqrt{\beta}$  ( $\beta =$  Amplitudenfunktion) kleiner ist, muß eine größere Ablenkkraft aufgewendet werden, wenn der Strahl vom nachfolgenden F-Sektor nicht mehr eingefangen werden soll. Der Strahl verlässt also bei der Forderung nach minimaler Ablenkkraft die Maschine stets in bzw. hinter einem F-Sektor. Das stark defokussierende Streufeld des F-Sektors führt andererseits zu einer großen Divergenz des Strahls, die mit Linsen wieder rückgängig gemacht werden muß. Will man dies vermeiden, so muß die Ablenkkraft so weit erhöht werden, daß der Strahl nur noch durch den flachen Auslauf des Streufeldes geht. Unten wird auf diesen wichtigen Punkt der Divergenz noch ausführlicher eingegangen.

Für die Lage des Ablenkkfeldes gibt es zwei Möglichkeiten:

- 1) Im O-Sektor (feldfreies Beschleunigerstück), der auf einen F-Sektor folgt, und
- 2) im O-Sektor, der auf einen D-Sektor folgt.

Die Magnetsektoren scheiden aus, da dort zu wenig Platz vorhanden ist und da außerdem deren Feld sehr gestört werden würde. In den Bildern 2 und 3 sind einige für den ganzen Strahl charakteristische Teilchenbahnen wiedergegeben. Für die Breite des Strahls wurde mit einer am Ende der Beschleunigung vorhandenen Betatronamplitude (= max. Abweichung des Teilchens vom Sollkreis in der Mitte eines F-Sektors) von  $r_0 = 1,3$  cm gerechnet, die folgendermaßen erhalten wurde:

Die adiabatische Dämpfung der Betatronschwingungen und die Entdämpfung durch Strahlung liefern für die r-Richtung bei 6 GeV-Teilchenenergie und bei einer Anfangs-Betatronschwingung von  $r_0 = 2$  cm einen quadratischen Mittelwert der Betatronamplituden von  $\sqrt{r_0^2} = 0,8$  cm (DESY-Notiz A 2.26). Nimmt man für die Verteilung der Amplituden eine Gauss-Verteilung an, so haben 90 % aller Teilchen eine Amplitude  $r_0 \leq 1,3$  cm. Die sich für ein Teilchen mit  $r_0 = 1,3$  cm am Anfang des Auslenkkfeldes ergebende Phasenellipse ist in den Bildern 2 und 3 dargestellt. Aus diesen Ellipsen sind auch die Anfangsbedingungen der wiedergegebenen Teilchenbahnen ersichtlich.

Liegt keine Kopplung zwischen horizontalen und vertikalen Betatronschwingungen vor, so beträgt die Amplitude der Betatronschwingungen in der vertikalen Richtung  $z$  bei 6 GeV infolge ihrer Dämpfung durch Energiezunahme und Abstrahlung nur noch etwa 3 % der Anfangsamplitude, das sind ca.  $z_0 = 1$  mm. Es werden deswegen Bewegungen der Teilchen aus der Sollkreisebene heraus nicht betrachtet. Bei Kopplung mittels Linsen zur Erreichung eines kreisförmigen Strahlquerschnittes an den Stellen gleicher Amplitudenfunktionen wird  $z_0 =$  etwa 6 mm. Für die Berechnung der Teilchenbahnen wurde die Matrizendarstellung gewählt, wobei für den Durchgang durch das konstante Magnetfeld die Darstellung

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r_2' = \frac{dr}{ds} \Big|_{s=s_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r_1' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e^2/2 \\ e \end{pmatrix} \frac{eB_0}{P} \left(1 - \frac{\Delta P}{P}\right) \quad (1)$$

gilt, wenn  $l^2 \ll \rho^2$  ( $\rho =$  Krümmungsradius der Bahn im Feld). Bei 6 GeV Elektronen und  $B$  in Gauss wird aus dem Faktor  $eB/p = 0,5 \times 10^{-7} \text{ B cm}^{-1}$ .  $l$  ist die Länge des Ablenkfeldes,  $s$  die Bogenlänge der Sollbahn und  $\Delta p/p$  die relative Abweichung der Teilchenenergie von der Sollenergie.  $\Delta p/p$  hat am Ende der Beschleunigung, gegeben durch die Größe des phasenstabilen Bereiches, höchstens die Größe von  $\pm 2$  o/oo. Die Synchrotronschwingungen tragen deswegen am Ende der Beschleunigung praktisch nichts zur Strahlbreite bei.

In beiden Fällen der Anordnung des Auslenkfeldes (Bild 2 und 3) liegt das Maximum der Betatronschwingung nicht genau in einem F-Sektor, doch macht die Abweichung wegen der langsamen Änderung der Phasenfunktion im F-Sektor und der des  $\cos \phi$  für  $\phi$  nahe 0 nur wenig aus. Die sich aus der obigen Bedingung und aus der Breite des Strahls für die Auslenkung ergebende minimale Feldstärke beträgt bei beiden Anordnungen und bei einer vorgegebenen Länge des Feldes von  $l = 1 \text{ m } 1500 \text{ Gauss}$ . Die Divergenz des Strahls beim Eintritt in das Streufeld des F-Sektors, bezogen auf die Amplitude  $r_0 = 1,3 \text{ cm}$ , beträgt bei beiden Anordnungen  $\Delta r' = \pm 2,5 \text{ mrad}$ . Sie ergibt sich leicht mit Hilfe der Tatsache, daß die schon in der Maschine vorhandenen Betatronschwingungen

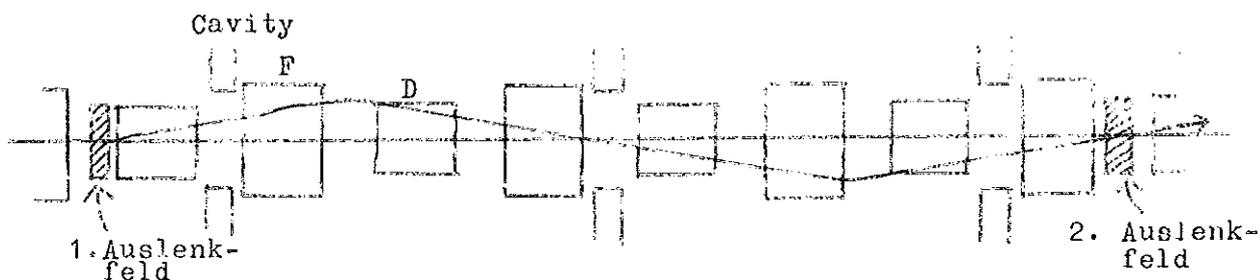
sich mit der durch das Ablenkkfeld erzeugten und für alle Elektronen gleichen Schwingung additiv im Phasenraum überlagern (DESY-Notiz A 2.52, Gleichung (1)). Die Divergenz ist somit unabhängig von der Stärke und Lage des Ablenkkfeldes und folgt aus den Extremwerten von  $r'$  der Phasenellipse für  $r_0 = 1,3$  cm am Anfang eines F-Sektors der ungestörten Maschine, zuzüglich einer Richtungsabweichung  $\Delta \hat{r}^0 = \pm 0,5$  mrad, die durch eine Energieabweichung  $\Delta p/p = \pm 0,2$  % hervorgerufen wird (siehe DESY-Notiz A 2.38). Die Divergenz ist damit nahezu proportional zur Amplitude  $r_0$ .

Der Durchgang durch das Streufeld des F-Sektors ist für die Anordnung 1) in Bild 4 wiedergegeben. Die Divergenz vergrößert sich auf  $\Delta r' = \pm 28$  mrad. Bei der Anordnung 2) dürfte dieser Wert nicht wesentlich anders sein. Eine derartig hohe Divergenz ist natürlich für den äußeren Strahl nicht brauchbar. Um sie zu beseitigen, gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Hinter dem Streufeld kann eine Kombination von verschiedenen Linsen aufgestellt werden, welche die Wirkung des Streufeldes wieder rückgängig macht. Diese Linsen können linear sein, wenn man das Streufeld linearisiert. Das Linearisieren des Streufeldes (auch "shimming" genannt) ist praktisch möglich. Die Linsen erfordern insgesamt eine Stärke, die etwa der des linearisierten Streufeldes entspricht, das ist  $\frac{\partial B}{\partial r}$  etwa gleich 800 Gauss/cm bei einer Linsenlänge von 4 m. Der erforderliche Linsendurchmesser beträgt etwa 15 cm.
2. Die Feldstärke des Auslenkkfeldes kann so weit erhöht werden, daß der Strahl das Streufeld nicht oder nur im flachen Teil durchläuft. in Bild 4 sind Teilchenbahnen der Anordnung 1) für eine Feldstärke von  $B = 3000$  Gauss bei  $l = 1$  m eingezeichnet. Die Winkeldivergenz am Ausgang beträgt dann nur noch  $\Delta r' = \pm 5$  mrad. Durch kleine Korrekturen mittels Linsen könnte sie auch jetzt noch auf den Anfangswert von  $\pm 2,5$  mrad herabgesetzt werden. Bei dieser Feldstärke des Ablenkkfeldes wird allerdings auch das Streufeld der vorhergehenden Magnetsektoren etwas durchlaufen, was bei der Anordnung 1) leicht zu kompensieren ist. Die Anordnung 2) scheidet für diese Möglichkeit aus, da hier der Strahl schon im 1. F-Sektor, der auf das Auslenkkfeld folgt, das Maximum des Feldes überschreiten und gegen das nachfolgende cavity stoßen würde.

b) Auslenkung mit mehreren schnellen Magnetfeldern:

Die für die Auslenkung erforderliche Feldenergie kann dadurch erniedrigt werden, daß man das Feld erniedrigt und die Länge des Auslenkfeldes umgekehrt proportional zur Feldstärke erhöht, da die Feldenergie proportional  $B^2$ , die ablenkende Wirkung proportional  $l \cdot B$  ist. Letzteres gilt jedoch nur für kleine  $l$ . Für große  $l$  (hier etwa für  $l > 1$  m) sind höhere Feldstärken erforderlich, sofern man nicht eine Aufteilung des Feldes derart vornimmt, daß man das 2. Feld oder alle weiteren Felder jeweils im Abstand einer vollen Betatronwellenlänge, das sind in unserem Falle knapp 4 Maschinenperioden, vom vorangehenden Feld anordnet. Dann tritt maximale Überlagerung aller induzierten Betatronschwingungen ein. Eine derartige Aufteilung des Auslenkfeldes in mehr als 2 getrennte Felder sollte jedoch nach Möglichkeit vermieden werden, damit nicht unnötig viele 0-Sektoren durch die Auslenkmagnete besetzt werden. Weiterhin treten Schwierigkeiten dadurch auf, daß die Auslenkfelder mit einer zeitlichen Verschiebung gegeneinander, die der Laufzeit der Elektronen entspricht, hochgefahren werden müssen. Für die Anordnung 1) ist in der folgenden Figur die Lage zweier schneller Auslenkmagnete skizziert:



Die Anordnung 2) scheidet aus, da an der Stelle, wo das erste Auslenkfeld stehen müßte, sich ein Cavity befinden muß. Die Feldstärke des 1. Auslenkfeldes darf 1000 Gauss nicht überschreiten, da sonst der Strahl teilweise vorzeitig den brauchbaren Feldbereich der Magnetsektoren verläßt und ein Verlust an Elektronen eintritt.

c) Auslenkung mit einem schnellen und einem langsamen Magnetfeld:

Wenn der Strahl nicht durch das stark defokussierende Streufeld des F-Sektors gehen soll, ist zur Verkleinerung der schnell gepulsten Energie auch die Verwendung eines langsam gepulsten oder mit 50 Hz gefahrenen Magnetfeldes möglich. Dieses langsam gepulste Feld muß sich außerhalb der maximalen Strahlenvelope der Maschine befinden, wenn es vor Einschalten des schnellen Feldes keine Beeinflussung der Teilchenbahnen während des ganzen Beschleunigungsvorganges hervorrufen soll. Es muß deshalb etwa an der Stelle des 1. Maximums der durch das schnelle Feld hervorgerufenen Betatronsoschwingung stehen. In den Bildern 2 und 3 sind die infrage kommenden Stellungen skizziert. Man sieht, daß die Feldstärke des schnellen Feldes wieder mindestens 1500 Gauss betragen muß. Für das langsame Feld ist nun allerdings die hohe Feldstärke von 14000 Gauss über 1 m erforderlich, um den Strahl zu Beginn des nachfolgenden F-Sektors auf einen Abstand  $r = 20$  cm vom Sollkreis zu bringen. Da jedoch bei dem langsamen Feld die Gaphöhe viel kleiner sein kann, ist die erforderliche Energie trotzdem kleiner als bei den vorangehenden Methoden mit gleicher Divergenz-Korrektur. Allerdings würde es schwierig sein, ein so hohes Feld zu erzeugen, ohne die Teilchenbahnen innerhalb der maximalen Strahlenvelope der Maschine zu beeinflussen. Bild 13c zeigt im Prinzip einen Schnitt durch einen Magneten, der hierfür geeignet ist.

Denkbar ist ferner die Möglichkeit, daß eine langsame Verbiegung des Gleichgewichtskreises, wie sie in II. 2. beschrieben wird (ohne Zurückbiegung), dem Strahl schon eine Vorzugsrichtung nach außen hin gibt. Das schnelle Auslenkfeld, das sich dann am Ort des Nulldurchganges der neuen Gleichgewichtsbahn mit  $\hat{r}' > 0$  durch den Sollkreis befinden muß, könnte um etwa 800 Gauss schwächer sein als in den oben genannten Fällen.

## 2. Das schnell gepulste Magnetfeld

Die Umlaufzeit der Elektronen in der Maschine beträgt  $1,06 \mu\text{sec}$ . Damit nur wenig Elektronen verloren gehen, muß das schnelle Auslenkfeld in höchstens  $0,1 \mu\text{sec}$  von 0 auf seinen Sollwert gebracht werden. Dieser

Sollwert muß dann mindestens  $\tau = 1/\mu\text{sec}$  lang bis auf  $\pm 0,5\%$  genau gehalten werden. Der Beginn der Ejektion sollte bei nicht konstant gehaltenem Feld der Magnetsektoren bis auf  $\pm 5/\mu\text{sec}$  genau festliegen. Die hierdurch hervorgerufene Energieschwankung beträgt dann noch höchstens  $\Delta p/p = \pm 0,25\%$  (bei 6 GeV und  $B_{\text{max}} = 8,5$  kGauss). Nach der langen Zeit von 10 msec muß das Feld dann wieder auf Null sein. Erfüllt man diese Bedingungen und macht man die Aperturen aller im Strahl stehender Linsen und Magnete so groß, daß der Strahl praktisch in seiner vollen Breite aufgenommen werden kann, was durchaus realisierbar zu sein scheint, so gehen im Prinzip nur etwa 10 % der Elektronen des inneren Strahls verloren.

Eine mögliche und an anderen Stellen <sup>1) 2)</sup> geplante Anordnung zur Betreibung eines schnell gepulsten Magnetfeldes ist im Prinzip in Bild 5 wiedergegeben. Die Hochspannungseinheit lädt die Speicherlaufzeitkette auf. Diese wird über eine getriggerte Funkenstrecke oder über Thyratrons im richtigen Zeitpunkt mit einer weiteren Laufzeitkette verbunden, die aus dem Ablenkmagneten und notwendigen Zusatzelementen gebildet wird und deren Impedanz  $Z_0 = \sqrt{L_K/C_K}$  gleich der Speicherlaufzeitkette ist. Diese Kette ist dann mit dem Ohm'schen Widerstand  $R = Z_0$  abgeschlossen. Durch den Ablenkmagneten läuft so nach Schließung des Schalters ein rechteckförmiger Stromimpuls von der Dauer  $\tau = 2\tau_s$ , wenn  $\tau_s = \sqrt{L_S C_S}$  die Laufzeit der Speicherkette ist und wenn die Laufzeit  $\tau_K = \sqrt{L_K C_K}$  durch die Ablenkette klein ist gegen  $\tau_s$ .  $\tau_K$  darf aber nicht größer sein als die geforderte Anstiegszeit des Auslenkfeldes. Für  $Z_0$  ergibt sich mit  $\tau_K$  auch:  $Z_0 = L_K/\tau_K$ . Die für die Speicherkette erforderliche Spannung ist gegeben durch  $U = 2 Z_0 I$ , wenn  $I$  der aus dem benötigten Magnetfeld sich ergebende Strom des Auslenkmagneten ist. Die pro Puls erforderliche Energie, von der etwa die Hälfte jeweils im Abschlußwiderstand verlorenggeht, ist gegeben durch  $W = 2 I^2 Z_0 \tau$ . Für die Feldenergie  $W_B$ , die praktisch nur im Luftspalt steckt und die in  $W$  enthalten ist, gilt  $W_B = B^2 h b l / 2 \mu_0$ . Damit  $U$  und  $W$  möglichst klein bleiben, besteht die Stromführung des Magneten im Prinzip nur aus einer Windung bzw. aus 2 breiten flachen Blechen, die außerdem für ein möglichst homogenes Feld sorgen. Wegen der kurzen Anstiegszeit des Feldes kommt für das Joch nur Ferrit infrage. Die erforderliche

Stromstärke ist angenähert gegeben durch  $I = B h / \mu_0$ , die Selbstinduktion des Magneten durch  $L_K = \mu_0 b l / h$ . Die numerischen Werte sind in Tafel 1 (Seite 11) aufgeführt. Bei allen Kombinationen von Ablenkfeldern ist vorausgesetzt, daß das schnelle Feld die volle Strahlenveloppe ausfüllt, damit die Maschinenakzeptanz nicht durch das Magnetjoch oder durch die stromführenden Bleche verkleinert wird.

3. Übersicht über numerische Daten der schnellen Auslenkung (Tafel I)

	Verwendung von.			
	1 schnellen Mag- neten	2 schnellen Mag- neten	1 schnellen u. 1 langsamen Magneten	closed-orbit Verbiegung u. 1 schn. M.
Länge aller Mag- nete in m:	1	1	1	1
<u>1. Magnet:</u>				
Pulslänge in $\mu$ sec	1	1	1	1
Anstiegszeit " "	0,1	0,1	0,1	100
Feldstärke in $\Gamma$	1500   3000	1000	1500	800
gap h·b in $cm^2$	12 x 12	12 x 12	12 x 12	12 x 12
Stromstärke in A	14300   28600	9500	14300	7600
Feldenergie Wsec	103   412	46	103	29
Energieverlust pro Puls in Wsec	2700   10800	1200	2700	770
Energiebedarf pro Puls in Wsec	5400   21600	2400	5400	1540
<u>2. Magnet:</u>				
Pulslänge in $\mu$ sec	-	1	} Halbwelle von 50 Hz	1
Anstiegszeit " "	-	0,1		0,1
Feldstärke in $\Gamma$	-	500   2000	14000	700
gap h·b in $cm^2$	-	12 x 12	1 x 5	12 x 12
Stromstärke in A	-	4275   1900	11100	6700
Feldenergie Wsec	-	11   183	390	23
Energieverlust pro Puls in Wsec	-	300   4800	692	590
Energiebedarf pro Puls in Wsec	-	600   9600	1082	1180
<u>Korrekturlinse:</u> (Gleichstrom; $\phi 15$ cm)				
Länge in m	4	4	4	4
Feldgradient in $\Gamma/cm$	700   1000	700   100	100	700
Energiebedarf= Energieverlust in Wsec pro Puls	ca. ca. 4000   600	ca. ca. 4000   600	ca. 600	ca. 4000
$\Sigma$ Energiebedarf/Puls	9400   22200	7000   12600	7082	6720
$\Sigma$ Energieverl./Puls	6700   11400	5500   6600	3992	5360
<u>Winkeldivergenz <math>r'</math></u>	$\pm 2,5$ mrad	$\pm 2,5$ mrad	$\pm 2,5$ mrad	$\pm 2,5$ mrad
<u>Energiebreite p/p</u>	$\pm 0,2$ %	$\pm 0,2$ %	$\pm 0,2$ %	$\pm 0,2$ %
<u>theor. Ausbeute</u>	90 %	90 %	90 %	90 %

## II. LANGSAME AUSLENKUNG

Einleitend kann für alle Methoden der langsamen Ejektion folgendes gesagt werden:

Unterschiede in den Amplituden der Betatron- oder Synchrotronphasenschwingungen werden dazu benutzt, die Elektronen über einen großen Zeitraum verteilt in ein Auslenkfeld zu bringen. Die Intensitätsverteilung über die Zeit soll dabei möglichst rechteckförmig sein. Im allgemeinen wird dieser rechteckförmige Puls wie auch der Puls bei der schnellen Ejektion wegen der HF-Beschleunigung aus 500 Einzelimpulsen/ $\mu$ sec bestehen. Mit Hilfe eines Debunchers könnte diese Struktur vielleicht beseitigt werden. Bei der Erzeugung unterschiedlicher Schwingungsamplituden kann man auch die unterschiedliche azimuthale Lage der Elektronen auf dem Sollkreis für die langsame Ejektion ausnutzen.

Für alle Methoden, die man zur langsamen Ejektion benutzen kann, ist ein Magnetfeld des 1. Ejektors erforderlich, das für alle Abweichungen  $r$  vom Sollkreis mit  $r \leq R$  praktisch Null ist, für  $r \geq R$  dagegen die zur Auslenkung erforderliche von  $r$  unabhängige Feldstärke besitzt und auf diese Weise die Teilchen, die ausgelenkt werden sollen, von denen trennt, die noch in der Maschine bleiben sollen. Ein solches Feld entsteht z.B. zwischen zwei dünnen stromführenden Blechen, deren Abstand klein ist gegen ihre Höhe. Der gestörte Übergangsbereich ist dann gleich der Dicke des zum Sollkreis hin gelegenen Bleches. Die untere technische Grenze für die Breite eines so gestörten Feldbereiches liegt bei etwa 0,5 mm. Die Abwanderung der Elektronen in der  $r$ -Richtung über  $k$  Umläufe mit  $k Q$  gleich oder nahe der kleinsten ganzen Zahl muß groß sein gegen die Breite des gestörten Feldbereiches, damit möglichst wenig Elektronen verloren gehen.

### 1) Strahlabwanderung durch Strahlungsverlust

Der Strahlungsverlust beim DESY-Synchrotron beträgt bei 6 GeV Elektronenenergie 3,62 MeV pro Umlauf (DESY-Notiz A 2.38). Wird den Elektronen keine neue Energie mehr zugeführt, d.h. läßt man sie aus dem phasenstabilen Bereich der Hochfrequenz fallen, so spiralen sie mit  $\Delta r = 1,29$  mm pro Umlauf

(bezogen auf die Mitte eines radial fokussierenden Sektors) nach innen. Erste Überlegungen zu dieser Methode wurden bereits angestellt.<sup>3)</sup> Die Methode wurde jedoch noch einmal unter neuen Gesichtspunkten bearbeitet.

Die Abwanderung der Gleichgewichtsbahn ist gemäß der Gleichung für die geschlossene Bahn

$$\hat{r}(s) = \hat{L}(s) \frac{\Delta p}{p} \quad (2)$$

proportional  $\Delta p/p$ . Der von  $s$  abhängige momentum compaction factor kann geschrieben werden

$$\hat{L}(s) = \text{Re} \left\{ \frac{\sqrt{B(s)}}{2 \sin \varphi} \exp(-i\varphi) \oint_s^{s+L} \frac{\sqrt{B(x)}}{\xi(x)} \exp[i\varphi(x)] e^{ix} \right\} \quad (3)$$

mit  $\varphi(s) = 0$ .<sup>4)</sup> Er hängt periodisch mit der Maschinenstruktur von  $s$  ab. Die Auswertung der Gleichung (2) ist für  $\Delta p/p = 1\%$  in der DESY-Notiz A 2.38 graphisch dargestellt. Das Integral der Gleichung (3) hängt nur wenig von  $s$  ab, d.h.  $\hat{L}(s)$  ist fast proportional  $\sqrt{B(s)}$ , der Unterschied zwischen den Extremwerten von  $\hat{L}(s)$  ist etwas kleiner als der Unterschied zwischen den Extremwerten von  $\sqrt{B(s)}$ . Dies bedeutet, daß der Strahl noch etwa 1 cm von der maximalen Strahlenvelope in der Mitte eines F-Sektors entfernt ist, wenn die Breite des Strahls um mindestens eine halbe Größenordnung kleiner ist als die der maximalen Strahlenvelope. Da auch  $\hat{r}'(s)$  proportional  $\Delta p/p$  ist, wandert in jedem Punkt  $s$  der Maschine der Mittelpunkt der Phasenellipse proportional  $\Delta p/p$  auf einer Geraden ab, wobei die Ellipse selbst unverändert bleibt. In Bild 6 und 7 ist die Enveloppe des abgewanderten Strahls für eine Betatronschwingungsamplitude von  $r_0 = 1,3$  cm eingezeichnet. Hierbei ist vorausgesetzt, daß alle Elektronen von einem festen Zeitpunkt an keine Energie mehr aufgenommen haben.

Für die Lage des 1. Ejektors gibt es wie bei der schnellen Ejektion zwei Möglichkeiten, erstens nach einem F-Sektor (Bild 6) und zweitens nach einem D-Sektor (Bild 7). Der Abstand des Ejektors vom Sollkreis wird durch die Forderungen bestimmt, daß einmal die Akzeptanz der Maschine

(Strahlenvelope in r- und z-Richtung im Bereich des Ejektors) so wenig wie möglich beschnitten wird, daß auf der anderen Seite aber alle Elektronen in den Ejektor gelangen sollen, bevor sie den brauchbaren Feldbereich verlassen und verlorengehen. Bei  $Q = 6,25$  beträgt die Phasenverschiebung der Betatronschwingung pro Umlauf  $\frac{\pi}{2}$ , nach 4 Umläufen ist also jede Bahn geschlossen. Am ungünstigsten in der Phasenlage sind die Elektronen mit  $\phi(s) = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \cdot k$  (k ganzzahlig). Damit auch sie noch in den Ejektor gelangen, ist der eingezeichnete Abstand vom Sollkreis erforderlich. Der unterschiedliche Verlauf von maximaler Strahlenvelope und Gleichgewichtsbahn bei abweichender Energie und kleinem Strahlquerschnitt gewährleistet, daß auch bei geringen Feldfehlern der Sektoren und damit verbundenen Verbiegungen der Gleichgewichtsbahn keine Elektronen in den F-Sektoren verlorengehen, bevor sie in den Ejektor gelangen. Bei der in Bild 6 gezeichneten Lage des Ejektors wird der Querschnitt der maximalen Strahlenvelope durch den Ejektor um 7 % verkleinert. Die Mindestbreite des Ejektorfeldes in der r-Richtung ist gegeben durch die Summe von Abwanderung des Sollkreises über 4 Umläufe am Ejektoreingang ( $4 \times 0,98$  mm bzw.  $4 \times 0,90$  mm) und Streuung des Austrittsortes der Elektronen infolge ihrer Winkel- und Energiestreuung. Wegen der geringeren absoluten Steigung des closed orbit gegenüber der von  $\sqrt{\beta(s)}$  ist es günstig, den Ejektor so weit wie möglich an einen D-Sektor zu rücken, um die Maschinenakzeptanz möglichst wenig zu beschränken. Auf jeder Seite der Magnetsektoren muß jedoch Platz für deren überhängende Spulen gelassen werden.

Durch den 1. Ejektor wird der Strahl bzw. seine Phasenellipse nach und nach abgeschält, wie es in Bild 8 dargestellt ist. Die schraffiert gezeichneten Bereiche sind bereits ausgelenkt worden, bzw. an der Ejektorwand verloren gegangen. Da die Schwingungen in der z-Richtung klein sind und das Magnetfeld in ihrem Bereich homogen sein soll, kann man aus dieser Phasenellipse allein den Verlust an Elektronen berechnen, der am 1. Ejektor entsteht. Dies sind bei einer Dicke der Ejektorwand von 0,5 mm und einer Gleichverteilung der Elektronen über die Betatronamplituden bis zum quadratischen Mittelwert  $\sqrt{r_0^2} = 0,8$  cm und über alle Phasenlagen 27 % der ankommenden Elektronen. Der Anteil an Elektronen,

der durch falsche Phasenlage nicht in den Ejektor gelangt und an der Wand der Vakuumkammer verlorengelht, beträgt nur 4 %. Um auch ihn einzufangen, müßte der 1. Ejektor weiter zum Sollkreis hin aufgestellt werden. Dadurch würde aber die Maschinenakzeptanz noch etwas verkleinert werden. Zusammengekommen beträgt also der Elektronenverlust bei idealer Ausführung aller Aperturen rund 30 %.

Mit Hilfe des ersten Ejektors ist es nicht möglich, die Elektronen nach außen hin so weit abzulenken, daß sie die Maschine verlassen können. Die dazu erforderliche hohe Feldstärke würde ein zu hohes Streufeld außerhalb des Ejektors erzeugen (siehe Kap. II, Abschnitt 4). Deshalb werden die Elektronen zunächst nach innen in ein 2. Magnetfeld abgelenkt, das sich außerhalb der maximalen Strahlenvelope befindet und deshalb stärker dimensioniert sein kann. Die einzig möglichen Anordnungen für den 2. Ejektor sowie die notwendigen Feldstärken sind aus den Bildern 6 und 7 ersichtlich. Die Anfangsbedingungen der eingezeichneten Teilchenbahnen sind aus den Phasenellipsen zu ersehen.

Die Anordnung mit 1. Ejektor hinter einem F-Sektor ist der anderen überlegen, da sie kleinere Feldstärken bei beiden Ejektoren benötigt. Außerdem ist bei ihr der Abstand zwischen maximaler Strahlenvelope und 2. Ejektor größer als bei der anderen Anordnung. Der Nachteil dieser Anordnung ist, daß wegen des Durchgangs durch das Streufeld des F-Sektors die Winkeldivergenz des Strahls wie bei der schnellen Ejektion groß wird. Die eingezeichneten Bahnen wurden durch das Streufeld verfolgt (Bild 9) und ergaben eine Winkeldivergenz von ca.  $\pm 25$  mrad bei der Anordnung 1. Ejektor hinter F-Sektor. Der Durchgang durch das Streufeld des D-Sektors bei der anderen Anordnung ergab keine merkliche Änderung der Winkeldivergenz. In beiden Fällen wurde der Durchgang durch das Streufeld der auf den 1. Ejektor folgenden Sektoren nicht berücksichtigt, da in dem infrage kommenden Bereich die Abweichungen vom Sollfeld noch gering sind. Die hohe Divergenz kann jedoch wie bei der schnellen Ejektion durch ein weiteres Magnetfeld vor dem Streufeld vermieden oder durch Linsen hinter dem Streufeld kompensiert werden (siehe Übersicht am Schluß des Kapitels II). Die vor Eintritt des Strahls in das Streufeld des

F-Sektors vorhandene Winkeldivergenz beträgt bei beiden Anordnungen etwa  $\pm 2,5$  mrad. Sie besteht zu etwa  $2/5$  aus der ursprünglich im Strahl vorhandenen Divergenz (siehe Bild 8: Breite der abgeschälten Phasenellipse am Ejektor beim Felddurchgang 4, übertragen auf den Anfang eines F-Sektors), zu etwa  $1/5$  aus einer Divergenz, die durch die im Strahl ursprünglich vorhandene Energiestreuung entsteht ( $\Delta p/p = \pm 0,2$  %;  $\Delta \hat{r}' = \pm 0,5$  mrad) und zu etwa  $2/5$  aus einer Divergenz, die durch die laufende Abnahme der Energie bei den noch nicht ausgelenkten Elektronen, d.h. durch die fortschreitende Abwanderung des Sollkreises entsteht. Bei diesen Abschätzungen ist der Abstand von etwa einer halben Betatronwellenlänge zwischen 1. Ejektor und dem Ort des Eintritts in das Streufeld des F-Sektors berücksichtigt.

Fallen alle Elektronen gleichzeitig aus der phasenstabilen Lage, so ist die Länge des Elektronenimpulses gleich der Dauer der Wanderung des Strahls in halber Breite über den 1. Ejektor hinweg, das sind bei dem angenommenen Strahlquerschnitt etwa  $10/\mu\text{sec}$ . Der zeitliche Intensitätsverlauf entspricht dabei etwa der Verteilungsfunktion der Betatronamplituden, allerdings mit einem schwächeren Abfall am Ende des Pulses. Erhöht man vor der Auslenkung die Betatronamplituden z.B. durch ein HF-Feld, wie es unten beschrieben wird, so weit, daß der brauchbare Feldbereich ausgefüllt ist, so erhält man eine Pulsdauer von  $45/\mu\text{sec}$ . Allerdings beträgt dann die aus den extremen Lagen der Gleichgewichtsbahn sich ergebende maximale Energiebreite  $\Delta p/p = \pm 1,6$  % (für die Synchrotronschwingungen ist eine maximale Breite von  $\Delta p/p = \pm 0,2$  % angenommen) im Gegensatz zu  $\pm 0,5$  %. Die aus der fortlaufenden Abwanderung der Gleichgewichtsbahn sich ergebende Winkeldivergenz beträgt dann  $\pm 5$  mrad und die gesamte maximale Divergenz somit  $\pm 6,5$  mrad. Außerdem ist die Gefahr größer, daß bei dem anfänglich großen Strahlquerschnitt infolge von Feldfehlern Elektronen verloren gehen.

Eine weitere Erhöhung der Pulsdauer ist nur möglich, wenn man die Synchrotronschwingungen dazu benutzt, durch programmierte Abschaltung der Beschleunigungs-Hochfrequenz die Elektronen nach und nach aus der phasenstabilen Lage fallen zu lassen. Das zeitliche Programm läßt sich aus der Verteilungsfunktion für die Synchrotron-Schwingungs-Amplituden und der geforderten zeitlichen Verteilung der Elektronen im ausgelenkten

Strahl berechnen. Sei  $n(\psi_0)$  die Zahl der Elektronen, die eine Amplitude  $\psi_0$  der Phasensynchrotronschwingung (maximale Abweichung der HF-Phase  $\psi$  des Elektrons von der Sollphase  $\psi_s$  mit  $\psi \geq \psi_s$ ) besitzen. Diese Verteilungsfunktion ( $\psi_0$ ) sei an der Stelle der maximal bei voller HF-Spannung  $U_0$  möglichen Phasenabweichung  $\psi_{gmax}$  (Grenze des phasenstabilen Bereiches auf der Seite  $\psi \geq \psi_s$  der Sollphase) abgeschnitten. Die Grenze des phasenstabilen Bereiches soll durch sukzessive Erniedrigung der Spannungsamplitude  $U_0$  so über die Verteilungsfunktion verschoben werden, daß pro Zeiteinheit stets die gleiche Zahl von Elektronen aus dem phasenstabilen Bereich fällt und keine Energie mehr aufnimmt. Es muß also

$$\frac{d\psi_g}{dt} n(\psi_g) = K$$

konstant sein. Hieraus ergibt sich die Zahl  $N(\psi_g)$  der in der Zeit  $t$  ausgelenkten Elektronen zu

$$N(\psi_g) = \int_{\psi_g}^{\psi_{gmax}} n(x) dx = Kt$$

Die zu  $N(\psi_g) = Kt$  inverse Funktion  $\psi_g = \psi_g(Kt)$  gibt die erforderliche Zeitabhängigkeit der Grenze des phasenstabilen Bereiches an. Zwischen der Spitzenspannung  $U_0$ , der Sollspannung  $U_s$  und den Phasen  $\psi_s$  und  $\psi_g$  bestehen die Beziehungen

$$U_s = U_0 \sin \psi_s$$

$$\psi_g = \pi - 2\psi_s$$

Hieraus ergibt sich die folgende Abhängigkeit der Amplitude  $U_0$  der Hochfrequenz von der Zeit

$$U_0 = \frac{U_s}{\cos \frac{\psi_g(t)}{2}} \quad (4)$$

mit  $\psi_g(t)$  als inverse Funktion zu

$$t = \frac{1}{K} \int_{\psi_g}^{\psi_{gmax}} n(x) dx \quad (4a)$$

In Bild 10 ist  $(U_0 - U_s)/U_s$  in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene angenommene Verteilungsfunktionen  $n(\psi)$  aufgetragen.  $\sqrt{\overline{\psi^2}}$  bedeutet den quadratischen Mittelwert bei den Gaussverteilungen und  $\overline{\psi}$  den linearen Mittelwert bei den übrigen Verteilungen. Die Zeit ist in Einheiten der gewünschten Pulslänge  $\tau$  aufgetragen. Die Abhängigkeit von der Verteilungsfunktion ist beträchtlich. Vor allen Dingen bei einer Boltzmann-Verteilung ist zunächst ein sehr steiler Abfall von  $U_0$  erforderlich, der zum Ende der Ejektion hin in einen sehr flachen Verlauf von  $U_0(t)$  übergeht.

Steigt während des Auslenkens das Feld in den Magnetsektoren weiter an, so tritt eine starke zusätzliche Energiestreuung des ausgelenkten Strahles ein. Sie beträgt bei  $B_{\max} = 8,5$  kGauss,  $\tau = 300$   $\mu$ sec und 6 GeV Elektronenenergie ( $\Delta p/p = 5,6$  %<sup>5)</sup>). Da Pulslängen von 300  $\mu$ sec oder auch mehr wünschenswert sind, andererseits aber eine derartig hohe Energiestreuung sehr störend ist, muß die Feldänderung während der Zeit des Auslenkens entsprechend kleiner sein. Legt man die Auslenkung symmetrisch zum Maximum der Feldkurve, so ist die zusätzliche Energiestreuung bei  $\tau = 500$   $\mu$ sec nur noch  $\pm 0,6$  %. Diese Lage des Ejektionszeitpunktes erfordert jedoch eine höhere Leistung der Hochfrequenz gegenüber der Lage im steileren Teil der Feldkurve. Ein anderer Weg, um die Feldänderung während der Ejektion klein zu halten, ist bereits beschrieben worden <sup>5)</sup>.

Die Strahlungsverluste können nur dann zur Auslenkung benutzt werden, wenn die Abwanderung des Sollkreises pro Umlauf groß genug ist. Schon bei 4 GeV Endenergie beträgt die pro Umlauf und pro Elektron abgestrahlte Energie nur noch 0,71 MeV und die Abwanderung pro Umlauf nur noch 0,19 mm. Bei einer Ejektorwand von 0,5 mm Dicke würden dann etwa 90 % der Elektronen an ihr verlorengehen. Ab 3,5 GeV Endenergie abwärts würden alle Elektronen gegen die Ejektorwand stoßen.

## 2. Verbiegung des Gleichgewichtskreises

Durch ein adiabatisch ansteigendes Ablenkkfeld tritt eine Verbiegung der Gleichgewichtsbahn ein. Diese neue Gleichgewichtsbahn hat die Gestalt einer Betatronschwingung um den Sollkreis der Maschine mit einem Phasensprung am Ort des Ablenkkfeldes derart, daß sie in sich geschlossen ist <sup>6)</sup>.

Die Phasenlage der neuen Gleichgewichtsbahn relativ zur Maschine hängt nur von der Lage und etwas von der Länge des Ablenkfeldes ab, dagegen nicht von seiner Feldstärke. Die Amplitude der geschlossenen Bahn ist proportional zur Feldstärke. Entsprechend der Zahl  $Q = 6,25$  der Beta-tronschwingungen auf dem Umlauf der Maschine treten dreizehn Maxima der Abweichung vom Sollkreis auf. Die vor Einschalten des Feldes vorhandenen Betatronschwingungen werden um die neue Gleichgewichtsbahn ausgeführt, d.h. der Strahl wird als Ganzes verbogen.

Stellt man an die Stelle eines nach außen liegenden Maximums der neuen Gleichgewichtsbahn an den Rand der maximalen Strahlenvelope den Ejektor, so kann der Strahl nach und nach durch Steigerung der Feldstärke des Ablenkfeldes in den Ejektor gebracht werden. Die Wanderungsgeschwindigkeit des Strahls in radialer Richtung ist dabei proportional der Anstiegsgeschwindigkeit des Feldes. Da jedoch noch zwölf weitere Maxima der Gleichgewichtsbahn vorhanden sind, ist die Wahrscheinlichkeit, daß Elektronen verloren gehen, relativ hoch, wenn man nicht den Ejektor entsprechend weit in die Strahlenvelope hineinstellt. Bei der schnellen Ejektion mit vorheriger Verbiegung der Gleichgewichtsbahn muß der Strahl jedoch nicht bis an den Rand der maximalen Envelope verbogen werden, da der schnelle Ejektor ohnehin den ganzen Strahl umfassen muß.

Durch weitere Ablenkmagnete kann man dafür sorgen, daß der Strahl nach dem ersten Maximum der Auslenkung wieder auf den Sollkreis zurückgebogen wird und somit nur eine Beule im alten Gleichgewichtskreis entsteht. Am Ausgang dieses 2. Magneten müssen also die Bedingungen

$$\begin{aligned} r(s) &= 0 \\ r'(s) &= 0 \end{aligned} \tag{5}$$

für die Soll-Elektronen erfüllt sein, und zwar schon nach dem ersten Durchgang durch die Ablenkmagnete, sobald deren Feldstärke ungleich Null ist. Das kann nur erfüllt werden, wenn das 2. Ablenkfeld, das also den Strahl zurückbiegen soll, sich am Ort des Nulldurchganges der durch das 1. Feld entstandenen Schwingung befindet. In Bild 11 ist die bei möglichst kleiner Feldstärke und möglichst geringem Elektronenverlust

günstigste Anordnung für das 1. Ablenkkfeld und für den Ejektor angegeben. - Befindet sich das 1. Ablenkkfeld nach einem D-Sektor, so liegt das Maximum der Betatronschwingung, also der günstigste Ort für den Ejektor, vor dem übernächsten F-Sektor. Dort ist aber für den Ejektor eine größere Feldstärke zur Auslenkung erforderlich, als wenn er sich vor einem D-Sektor befindet. Außerdem muß zwischen dem 1. Ablenkkfeld und dem Ejektor sich ein Cavity befinden, wenn ihr Abstand  $1/4$  Beta-tronwellenlänge = etwa eine Maschinenperiode sein soll. - Bei der in Bild 11 gezeigten Anordnung würde der erste Nulldurchgang aber in einem Cavity liegen. Es ist deshalb eine Aufteilung des 2. Feldes erforderlich in ein Ablenkkfeld Nr. 2, welches vorweg die Phase der Schwingung so weit verschiebt, daß der Nulldurchgang im nächsten unbesetzten O-Sektor liegt, und in ein Feld Nr. 3, das die Bedingungen (5) erfüllt. Es müssen also nach Gleichung (8), DESY-Notiz A 2.52, mit  $k = 1$  die Gleichungen

$$r(s_A) = \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{B(s_A)} \frac{e}{p} \sum_{r=1}^3 \ell_r \Delta B_r R_r \exp i \left[ \phi(s) - \vartheta_r - \frac{\pi}{2} \right] \right\} = 0$$

$$r'(s_A) = 0 \tag{6}$$

an der Stelle  $s_A$  des Ausgangs des Feldes Nr. 3 erfüllt sein, wenn  $\Delta B_r$  ( $r = 1, 2, 3$ ) die Felder sind, welche das Teilchen erstmalig vorfindet. In der folgenden Tabelle sind einige numerische Werte für  $\operatorname{Re}/p$  und  $\vartheta$  bei verschiedenen Lagen des Ablenkkfeldes für 6 GeV Elektronen angegeben.  $\phi(s)$  und  $s$  sind jeweils am Anfang des O-Sektors, in dem sich das Ablenkkfeld befindet, Null gesetzt;  $s_0$  ist die Lage des Eingangs,  $s_1$  die des Ausgangs vom MAblenkkfeld.

Ablenkkfeld nach	$s_0$ in cm	$s_1$ in cm	$R \frac{e}{p} 10^6$ in $\text{cm}^{-1/2} \text{Gauss}^{-1}$	$\vartheta + \frac{\pi}{2}$ in rad
F - Sektor	30	130	1,72	1,629
"	110	210	1,49	1,708
"	180	210	1,40	1,750
D - Sektor	35	135	1,49	1,685
"	115	215	1,69	1,766
"	185	215	1,90	1,782

Bei einer vorgegebenen Länge der Felder von  $l_V = 1$  m und bei ihrer Lage nach Bild 11 erhält man aus den Gleichungen (6) für das Verhältnis der Feldstärken die Bedingung

$$B_1 : B_2 : B_3 = 3,70 : 3,11 : 1$$

Läßt man die Felder zeitlich ansteigen, so müssen sie stets diese Bedingung erfüllen.

In Bild 11 sind die Bahnen des Sollteilchens für maximal mögliche Verbiegung der geschlossenen Bahn und die dazugehörigen Feldstärken eingetragen. Damit eine Schrittweite des Strahls von  $\Delta r = 1$  mm pro Umlauf am Ejektor vorliegt, muß für den Anstieg der Felder pro Zeiteinheit gelten, bezogen auf das Ablenkkfeld Nr. 1,  $\frac{dB_1}{dt} = 17$  Gauss/ $\mu$ sec.

Der 1. Ejektor kann bei kleinem Strahldurchmesser ( $\sqrt{r_0^2} = 0,8$  cm) fast auf der maximalen Strahlenvelope stehen, da der verbogene Gleichgewichtskreis im Bereich des Ejektors proportional  $\sqrt{B(\varphi)}$  ist. Bei großem Durchmesser (= max. Strahlenvelope) muß der Ejektor um einen Betrag von der Größenordnung eines Zentimeters nach innen stehen, damit auch die ungünstigen Phasenlagen eingefangen werden. Die Feldstärke des 1. Ejektors von 1800 Gauss bringt den Strahl am Cavity vorbei, das sich hinter dem nächsten F-Sektor befinden muß. Soll das starke Streufeld vermieden werden, so muß vor dem F-Sektor ein 2. Ejektor mit 9000 Gauss stehen, der den Strahl auf einen Abstand von 20 cm am Eintritt des F-Sektors bringt.

Aus der ursprünglich im Strahl vorhandenen Divergenz und aus der Energiestreuung von  $\pm 0,2$  % ergibt sich wie bei der "Strahlungsverlust"-Methode eine Divergenz des abgelenkten Strahls bei Eintritt in das Streufeld von  $\Delta r' = \pm 1,5$  mrad, die über diesen Wert hinaus von der maximalen Amplitude  $r_0$  der ursprünglich vorhandenen Betatronschwingung nur wenig abhängt. Wird das Magnetfeld der Beschleunigersektoren während der Ejektion nicht konstant gehalten, so tritt bei einer Pulsdauer von  $45 \mu$ sec eine zusätzliche maximale Energiestreuung des ausgelenkten Strahles von  $\Delta p/p = \pm 0,4$  % ein (Strahlquerschnitt = maximale Strahlenvelope). Hier-

durch wird noch eine zusätzliche Winkeldivergenz von  $\Delta r' = \pm 1$  mrad hervorgerufen. Die Dauer des Elektronenimpulses beträgt wie bei der "Strahlungsverlust"-Methode 10  $\mu$ sec bzw. 45  $\mu$ sec bei vorheriger Vergrößerung des Strahlquerschnittes auf maximale Strahlenveloppe.

Die Beule des Gleichgewichtskreises kann durch Umpolung der Felder spiegelbildlich nach innen verlegt werden. Dann entsteht eine Situation wie bei der "Strahlungsverlust"-Methode. Der 1. Ejektor steht dann innen (900 Gauss) und ein 2. Ejektor befindet sich im darauffolgenden O-Sektor außerhalb der maximalen Strahlenveloppe mit 6000 Gauss (bzw. 9000 Gauss). Der Strahlverlauf vom 1. Ejektor an ist etwa der gleiche wie bei der "Strahlungsverlust"-Methode. Die Strahleigenschaften sind dieselben wie bei der Lage der Beule nach aussen.

Die Elektronenausbeute ergibt sich wie in II. 1. ebenfalls zu ungefähr 70 %.

### 3. Auslenkung mittels HF-Ablenkfeldern

Die Wirkung hochfrequenter Ablenkfelder konstanter Frequenz ist in der DESY-Notiz A 2.52 untersucht worden. Im Falle einer allgemeinen Kreisfrequenz des Ablenkfeldes, die keine Resonanzfrequenz ist und auch nicht mit der Umlaufkreisfrequenz  $2\pi f$  der Teilchen im Synchrotron mod  $2\pi$  übereinstimmt, wird der Strahl nicht für eine Auslenkung nutzbar verändert. Es entstehen Schwebungen von Betatronschwingungen von  $\omega \pm 2\pi Q f$  abhängiger Schwebungsfrequenz und Schwebungsamplitude. Das gilt sowohl für ein adiabatisch als auch plötzlich eingeschaltetes HF-Feld.

Bei einer Resonanz zwischen HF- und Betatronfrequenz, d.h. wenn  $\frac{\omega}{f} \pm 2\pi Q = 0$  mod  $2\pi$  ist, tritt jedoch bei konstanter Amplitude der HF ein lineares Anwachsen der Betatronamplituden mit der Zeit ein. Hierdurch wird es möglich, die für eine maximale Abweichung vom Sollkreis erforderliche Ablenkraft  $F_0$  klein gegenüber der bei konstantem Feld erforderlichen Kraft zu halten. Sie wird nach unten durch die am Ejektor erforderliche Mindestschrittweite  $r_{\min}$  pro Umlauf der Teilchen begrenzt. Aus Gleichung (12), DESY-Notiz A 2.52, erhält man für  $Q = 6,25$

$$\Delta r_{\min} = \frac{1}{2\pi^2} c F_0 R \sqrt{B(s)}$$

Am Eingang eines 1 m langen Feldes, das sich 30 cm hinter dem Ausgang eines F-Sektors befindet, ergibt das für  $\Delta r = 1$  mm und mit  $F_0 = eB_0/p$  die Amplitude  $B_0 = 44$  Gauss. Die kleinste Frequenz der HF, welche die Resonanzbedingung erfüllt, ist  $f/4$ , also etwa 125 kHz.

Durch das HF-Ablenkkfeld erhalten alle Teilchen Betatronschwingungen gleicher Amplitude, jedoch unterschiedlicher Phasenlage, die sich den vorhandenen Schwingungen überlagern. An jeder Stelle der Maschine treten alle Phasenlagen auf. Hieraus ergeben sich zwei wesentliche Nachteile dieser einfachen Methode: Der Strahl weitet sich auf dem ganzen Umfang auf, und die Wahrscheinlichkeit, daß Teilchen verlorengehen, ist groß, wenn nicht der Ejektor, wie bei der einfachen Verbiegung des Gleichgewichtskreises, in die Enveloppe hineingestellt wird. Ferner kann die Pulslänge nicht länger sein als sie sich, wie bei den anderen Methoden, aus der ursprünglichen Strahlbreite, dividiert durch die Schrittweite  $\Delta r$ , ergibt.

Eine geringe vorherige Verbiegung des closed orbit zu einer Beule hebt den ersten Nachteil auf. In Tafel II sind Werte für diesen Fall zusammengestellt. Eine wesentliche Verlängerung der Pulsdauer über 10  $\mu$ sec ist nicht sinnvoll. Eine vorherige Vergrößerung des Strahlquerschnittes würde zu einem großen Verlust an Teilchen führen, da die HF Betatronschwingungen erzeugt, die keine bevorzugte Phasenlage in bezug auf den Ejektor haben. Es sei aber darauf hingewiesen, daß unter gleichzeitiger Verwendung von nichtlinearen Linsen eine Pulsverlängerung möglich zu sein scheint <sup>7)</sup>. Hierüber wird in Teil II berichtet werden.

Eine weitere Besonderheit tritt bei einem HF-Ablenkkfeld auf, dessen Frequenz  $\omega$  der HF ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz  $2\pi f$  mod  $2\pi$  ist (DESY A 2.52, S. 9). Jedes Teilchen verhält sich so wie bei einem konstanten Feld der Stärke  $B = B_0 \cos \varphi_0$ , wobei  $\varphi_0$  für die nacheinander kommenden Teilchen verschieden groß ist. Schaltet man dieses Feld adiabatisch ein, so tritt eine Verbiegung des Gleichgewichtskreises auf. Die Phasenlage dieses verbogenen Gleichgewichtskreises ist für alle Teilchen gleich, die Amplitude schwingt jedoch mit der Frequenz des HF-Feldes zwischen den durch  $+ B_0$  und  $- B_0$  gegebenen Maximal-Werten

hin und her. Über eine Schwingung gemittelt betrachtet, tritt also an den Stellen maximaler Auslenkung des closed orbit eine starke Verbreiterung des Strahls auf, wobei die Teilchen proportional  $\cos \frac{r}{c}$  über  $r$  verteilt sind, wenn man von anfänglich vorhandenen Betatronschwingungen absieht. Dieses HF-Feld kann also z.B. dazu dienen, die Pulslänge in den bereits behandelten Fällen langsamer Ejektion auf  $45 \mu\text{sec}$  auszudehnen. Dadurch verändert sich die Struktur der zeitlichen Intensitätsverteilung im Strahl. Zu der im Strahl vorhandenen 500 MHz-bunch-Struktur überlagert sich eine Struktur mit der Frequenz  $\omega/2\pi$  des HF-Ablenkfeldes. Wählt man  $\omega/2\pi$  gleich der Frequenz 500 MHz der Beschleunigungs-HF, so hat der Strahl nur eine 500 MHz-Struktur, jedoch mit verkürzter bunch-Länge, d.h. mit verkleinertem duty cycle. Bei rein magnetischem Anteil der Ablenkkraft ist ein maximales  $B_0$  von 1000 Gauss erforderlich. Für so hohe Frequenzen ist jedoch eine Trennung von magnetischem und elektrischem Feld nicht mehr möglich. Bei einer genauen Rechnung müssen deshalb beide Felder berücksichtigt werden.

Verschiebt man die Phase des hochfrequenten Ablenkfeldes adiabatisch linear mit der Zeit, was einer geringen Abweichung seiner Frequenz von dem ganzzahligen Vielfachen der Umlauffrequenz entspricht, so vergrößert sich sukzessive die maximale Auslenkung des closed orbit für alle Teilchen (Bild 12). Das bedeutet, daß man auch auf diese Weise alle Elektronen nach und nach in den Ejektor bringen kann. Eine geringe zusätzliche Verbiegung des closed orbit am Ort des Ejektors durch konstante Felder (Beule) ist erforderlich, damit an anderen Stellen die Maxima des closed orbit innerhalb der Enveloppe bleiben. Außer an der Ejektorwand gehen dann keine Elektronen verloren, wenn  $\omega$  fast gleich der Frequenz der Beschleunigungs-HF ist, da dann alle Elektronenbunche die günstigste Phasenlage haben, wie man in Bild 12 leicht sieht. Bei der dort gezeichneten Anfangslage des Elektronenbunches, seiner Länge von  $120^\circ$ , einer Schrittweite von  $\Delta r = 1 \text{ mm}$  am Ejektor und einem Abstand des Ejektors  $r_E = 4,5 \text{ cm}$  vom verbogenen Gleichgewichtskreis ergibt sich eine Pulslänge von  $\tau = 100 \mu\text{sec}$ . Hierbei ist Platz gelassen für eine Beule von 1 cm Auslenkung am Ort des Ejektors. Die erreichte Pulsverlängerung ist im Gegensatz zu den vorhergehenden Methoden mit einer Verkleinerung des duty cycles verbunden, die bei Koinzidenz-

Messungen mit Auflösungszeiten  $\tau \ll 2\pi$  nachteilig ist. Die Amplitude des HF-Feldes, die adiabatisch eingeschaltet werden muß und während der Ejektion konstant angenommen ist, muß bei rein magnetischem Feld und  $l = 1 \text{ m}$  1270 Gauss betragen. Die Frequenzverstimmung muß bei  $\omega_{2\pi} = 500 \text{ MHz}$   $0,7 \times 10^{-3} \%$  betragen. Steigt die Amplitude des HF-Feldes während der Ejektion weiter an, so kann die Phasenverschiebung pro Umlauf verkleinert, d.h. die Pulslänge erhöht werden. Doch dürfte die Erzeugung noch kleinerer Frequenzverstimmungen Schwierigkeiten bereiten. Da die Ablenkung mit Hilfe von HF-Feldern stets in Verbindung mit einer Verbiegung des Gleichgewichtskreises auftritt, sind diese Methoden in Tafel II unter "Beule im Gleichgewichtskreis" aufgeführt, und zwar wegen des geringeren Energiebedarfs in Verbindung mit einer Beule nach innen. Die Lage der Ejektoren ist dann dieselbe wie im Fall ohne HF-Felder.

#### 4. Ablenkmagnete

Zu dem bei allen langsamen Ejektionsmethoden benötigten Ejektor-Magneten wurde von K.W. Robinson <sup>8)</sup> ein Vorschlag gemacht. Bild 13a zeigt das Prinzip dieses Magneten durch einen Schnitt in der r, z-Ebene. Der das Magnetfeld erzeugende Strom fließt in das eine Blech senkrecht zur Zeichenebene hinein und tritt aus dem anderen vorne wieder aus. Zwischen den Blechen erhält man so ein weitgehend homogenes Magnetfeld, das nur eine Komponente in der z-Richtung hat. Außerhalb der Bleche befindet sich nur ein relativ schwaches Streufeld. Die Rechnung ergibt für das Feld in der z-Richtung außerhalb der stromführenden Bleche und für einen unendlich langen Ejektor

$$H_z = \frac{I}{4\pi a} \left\{ \text{arc tg } \frac{a-z}{D/2-x} + \text{arc tg } \frac{a+z}{D/2-x} \right. \\ \left. + \text{arc tg } \frac{a-z}{D/2+x} + \text{arc tg } \frac{a+z}{D/2+x} \right\}$$

mit  $x = r - r_E$ , wenn  $r_E$  der Abstand der Mitte des Ejektors vom Sollkreis ist. I ist die Stromstärke in den Blechen, a die halbe Höhe der Bleche und D der Abstand der Blechmitten. Bild 14 zeigt den Feldverlauf in den

Ebenen  $z = 0$  und  $z = a/4$ . Im Fall  $a = 3,5 D$  beträgt das Streufeld maximal 9,2 % des Sollfeldes zwischen den Blechen, das sind bei 900 Gauss Sollfeldstärke 83 Gauss. Diese 83 Gauss über 1 m liefern bei 6 GeV eine maximale closed orbit- Abweichung (in Mitte F-Sektor) von 4,7 mm. Im Falle  $a = 7 D$  sind es nur 2,4 mm. Wird das Feld plötzlich eingeschaltet oder gelangt der Strahl plötzlich in ein solches Feld, so treten zusätzlich Schwingungen um den verbogenen closed orbit auf, und die maximalen Abweichungen sind um den Faktor 2 größer als bei reiner closed orbit-Verbiegung (siehe DESY-A 2.52, Seite 5). Bei  $a = 7 D$  ist das Streufeld tragbar, da bei der Abwanderung des Strahls entsprechend der Zunahme des Streufeldes eine Zunahme der closed orbit-Abweichung von 0,3 mm pro Umlauf in der Nähe des Ejektors eintritt. Bei größerer Zunahme haben die Elektronen Aussicht, den Ejektor zu überspringen und verlorenzugehen. Die bei  $a = 7 D$ ,  $D = 6$  mm und  $B = 900$  Gauss erforderliche Stromstärke beträgt 6006 A.

Unter Verwendung von Eisen ist es möglich, die erforderliche Stromstärke zu reduzieren. Ein Schnitt durch einen entsprechenden Ejektor <sup>9)</sup> ist im Prinzip in Bild 13 b wiedergegeben. Die erforderliche gap-Höhe  $h$  richtet sich nach den in der  $z$ -Richtung vorhandenen Betatronschwingungen, doch reicht 1 cm auf jeden Fall aus. Eine genaue Berechnung des Feldverlaufes wurde noch nicht durchgeführt. Es ist anzunehmen, daß die Homogenität des Feldes in Innern ebenso gut und daß das Streufeld außerhalb des Ejektors auf der Seite zum Sollkreis hin von gleicher Größenordnung ist wie im Fall ohne Eisen. In Genf <sup>10)</sup> sind bereits befriedigende Messungen gemacht worden. Die erforderliche Stromstärke ist angenähert gegeben durch  $I = Bh/\mu_0$ . Das ergibt für  $h = 1$  cm und  $B = 900$  Gauss  $I = 720$  A. Die Stromstärke ist um den Faktor 8,4 kleiner als im Fall ohne Eisen, die Stromdichte ist dagegen bei gleicher Dicke der Strombleche dieselbe.

Für alle Ablenkfelder, die außerhalb der maximalen Strahlenvelope stehen sollen und innerhalb der Strahlenvelope nur ein geringes Streufeld haben dürfen, können Magnete ähnlichen Typs (Bild 13c) verwendet werden. Bei den hohen Feldstärken (4500 Gauss) müssen jedoch mit Sicherheit Anstrengungen zur Reduktion des Streufeldes mit Hilfe von Kompensationsfeldern gemacht werden.

Die bisher beschriebenen langsamen Magnete müssen so gefahren werden, daß ihr Streufeld während der ganzen Beschleunigung nicht nennenswert stört und daß die Änderung des Sollfeldes während der Ejektion die Divergenz des Strahls nicht erhöht und seine Lage innerhalb bestimmter Toleranzen nicht verändert. Ein  $B = \pm 10$  Gauss (über 1 m in einem O-Sektor) liefert innerhalb der Maschine ein maximales  $\Delta\hat{r} = \pm 0,6$  mm und ein maximales  $\Delta\hat{r}' = \pm 0,1$  mrad, was als Toleranz gut ausreicht. Das sind bei den inneren Magneten rund  $\pm 1$  % der Sollfeldstärke. Bei einem Magneten außerhalb der Maschine, wenn der weitere Strahl nur noch wenig durch die Maschinenmagnete beeinflusst wird, erhält man ein  $\Delta\hat{r}' = \pm 0,1$  mrad bei  $B = \pm 20$  Gauss ( $l = 1$  m), was einige o/oo der Sollfeldstärke bei den zu verwendenden äußeren Magneten bedeutet.

Im äußersten Falle können die Magnete mit in der Phase etwas verschobenem und gleichgerichtetem Wechselstrom parallel zu den Maschinenmagneten hochgefahren werden. Die Gleichrichtung ist notwendig, damit am Anfang der Beschleunigung keine Störung der Teilchenbahnen eintritt. Die Phasenverschiebung muß so sein, daß die Ejektion in das Maximum der Wechselstromkurve fällt. Dann ist bei einer Pulslänge von 500  $\mu$ sec das Feld bis auf  $\pm 1$  % konstant. Bei einem Streufeld von 5 % des Sollfeldes entsteht während der Beschleunigung (etwa bei 3 GeV) eine maximale Amplitude des closed orbit von ca. 5 mm, die dann bei weiterer Beschleunigung auf den oben angegebenen Wert von 2,4 mm wieder absinkt.

Die Magnete für die Verbiegung des Gleichgewichtskreises müssen die ganze Akzeptanz der Maschine im O-Sektor umfassen. Die Akzeptanz muß über den ganzen zur Verfügung stehenden O-Sektor gesehen, als kreisförmig mit einem Radius von  $r = 6$  cm angesetzt werden. Bild 13 d zeigt den Schnitt eines solchen Magneten im Prinzip. Diese Magnete müssen dem gewünschten zeitlichen Verlauf der Closed orbit-Verbiegung entsprechend gefahren werden und vor der Ejektion das Feld Null bzw. in der Größe der oben angegebenen Streufelder besitzen. Das Joch muß demnach wahrscheinlich aus Ferrit bestehen. Notwendige Stromstärken und Energien sind in Tafel II angegeben.

Ein Magnet vom Typ Bild 13 d kann eventuell auch vorteilhaft für den schnellen Ablenker verwendet werden, da er kontinuierlich mit einer für eine Laufzeitkette notwendigen Kapazität belastet werden kann.

Bei der schnellen Ejektion mit vorheriger closed-orbit-Verbiegung muß für den schnellen Ejektor ebenfalls ein Magnet verwendet werden, der die volle Akzeptanz der Maschine umfaßt. Wegen der exzentrischen Lage des Strahls könnte zwar die gap-Höhe etwas kleiner sein als im Fall ohne Verbiegung, doch müßte dann die zum Sollkreis hingewandte Seite des Magneten offen sein. Das verlangt aber wieder ein sehr breites gap, wenn das Feld genügend homogen sein soll.

5. Übersicht über numerische Daten der langsamen Auslenkung (Tafel II).

Methode	Strahlungsverlust		Beule im Gleichgewichtskreis			
			nach außen	nach innen	nach innen mit HF-Resonanz	nach innen mit HF-Ablenkung
Länge aller Magnete in m	1		1	1	1	1
<u>1. EJEKTOR:</u>						
Feldstärke in $\Gamma$	900		1800	900	900	900
gap-Höhe in cm	1		1	1	1	1
Stromstärke in A	720		1440	720	720	720
Energie pro Puls in Wsec bei 50 Hz	30		120	30	30	30
<u>2. EJEKTOR:</u>						
Feldstärke in $\Gamma$	3000	4500	9000	3000	4500	4500
gap-Höhe in cm	1	1	1	1	1	1+
Stromstärke in A	2400	3600	7200	2400	3600	3600
Energie pro Puls in Wsec bei 50 Hz	60	800	3200	60	800	800
<u>KORREKTURLINSE:</u> (Gleichstrom; $\varnothing$ 15 cm)						
Länge in m	4	4	4	4	4	4
Feldgradient in $\Gamma/cm$	700	100	100	700	100	100
Energie pro Puls in Wsec	ca. 4000	ca. 600	ca. 600	ca. 4000	ca. 600	ca. 600
<u>CLOSED ORBIT- VERBIEGER:</u>						
Feldstärke in $\Gamma$						
Magnet Nr. 1	-		1080	1080	180	180
" Nr. 2	-		910	910	150	150
" Nr. 3	-		290	290	50	50
gap-Höhe in cm	-		12	12	12	12
Stromstärke in A						
Magnet Nr. 1	-		10300	10300	1750	1750
" Nr. 2	-		8690	8690	1470	1470
" Nr. 3	-		2770	2770	470	470
Energie pro Puls in Wsec bei 50 Hz						
Magnet Nr. 1	-		550	550	90	90
" Nr. 2	-		470	470	80	80
" Nr. 3	-		150	150	30	30

Fortsetzung Tafel II:

Methode	Strahlungs- verlust		Beule im Gleichgewichtskreis						
			nach außen		nach innen		nach innen mit HF- Resonanz	nach innen mit HF- Ablenkung	
<u>HF-Beein- flussung:</u>									
Feldenergie in Wsec (rein magn.)	-	60	-	60	-	60	0,04	90	
<u>MAX.PULSLÄNGE:</u>									
in /usec	10	45	100- 500	10	45	10	45	10	100
<u>ENERGIEBREITE: +)</u>									
$\Delta p/p$ in %	$\pm 0,5$	$\pm 1,6$	$\pm 0,6$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$
<u>WINKELDIVER- GENZ: ++)</u>									
$\Delta r'$ in mrad	$\pm 2,5$	$\pm 6,5$	$\pm 2,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$	$\pm 1,5$
<u>THEOR. AUS- BEUTE:</u>									
in %		70		70	70	70	70	70	70
<u><math>\Sigma</math>ENERGIE/PULS:</u>									
in Wsec	4390	1430		5090	5560	2600	1630	1630	1630
		(+ 60)		(+ 60)	(+ 60)	(+ 60)	(+0,01)	(+90)	(+90)

+ ) bei auf  $\pm 1$  o/oo konstantem Maschinenfeld

++ ) am Eingang Streufeld F-Sektor und bei auf  $\pm 1$  o/oo konstantem Maschinenfeld

### III. LAGE DER ÄUSSEREN ELEKTRONENSTRAHLEN ZU RING UND HALLEN

Aus den oben dargelegten Möglichkeiten für die Auslenkung des Elektronenstrahls ergeben sich drei mögliche Lagen pro Experimentierhalle für den äußeren Strahl. Sie sind in Bild 15 wiedergegeben. Die Strahlen A und A' entsprechen sich vollkommen; sie sind bei schneller Auslenkung (nach Anordnung 2) sowie bei langsamer Auslenkung nach der "Strahlungsverlust"-Methode und bei einer nach innen gelegenen Beule im Gleichgewichtskreis möglich. Der Strahl B liefert ebenfalls einen kurzen Puls; ein langer Puls ist bei ihm nur mit einer nach außen gelegenen Beule im Gleichgewichtskreis zu bekommen.

Austrittsort und Austrittsrichtung der Strahlen aus der Maschine variieren mit der Methode um mehrere cm und einige  $10^{-2}$  rad für alle Lagen A, A' und B. Eine genaue Festlegung ist noch nicht möglich, da der wirkliche Streufeldverlauf an den Magnetmodellen erst ausgemessen und eventuell korrigiert werden muß. Die eingezeichneten Strahlen ergaben sich als die am weitesten in Bild 15 nach links gelegenen Strahlen (bei schneller Auslenkung mit 1 schnellen und 1 langsamen Magneten). Für den Strahl A ist praktisch unabhängig von der Methode eine Umlenkung von etwa  $20^\circ$  im hierzu erweiterten Targetraum erforderlich, um ihn in die Experimentierhalle zu bekommen. Der Strahl B ist wegen seiner zentralen Lage im Targetraum und in der Experimentierhalle im Hinblick auf gleichzeitig durchzuführende oder aufgebaute Versuche mit  $\gamma$ -Strahlen und deren sekundären Teilchenstrahlen ungünstig. Seine Magnete blockieren außerdem für Targets notwendige freie Stücke des Rings.

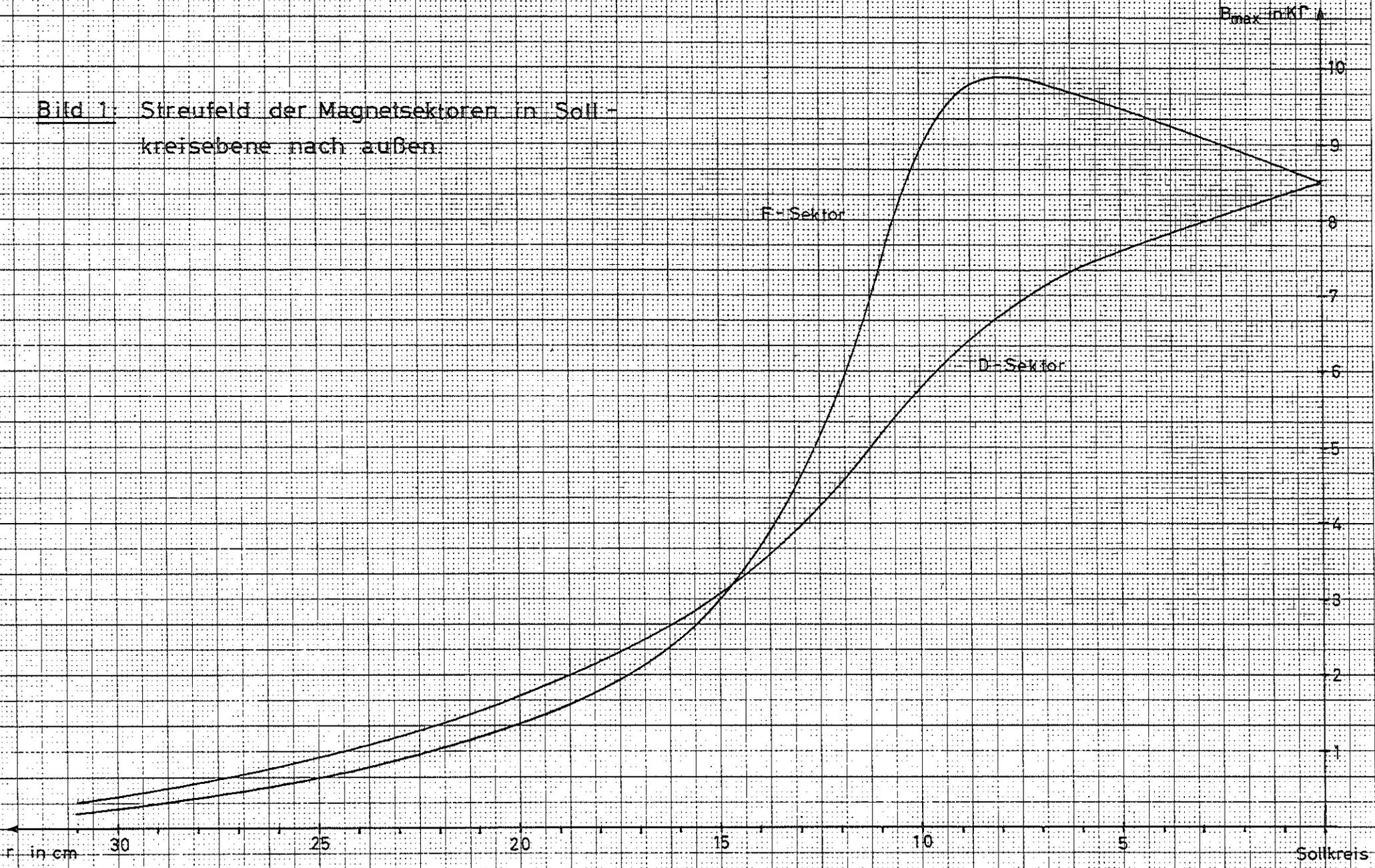
Herrn K.G. Steffen danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

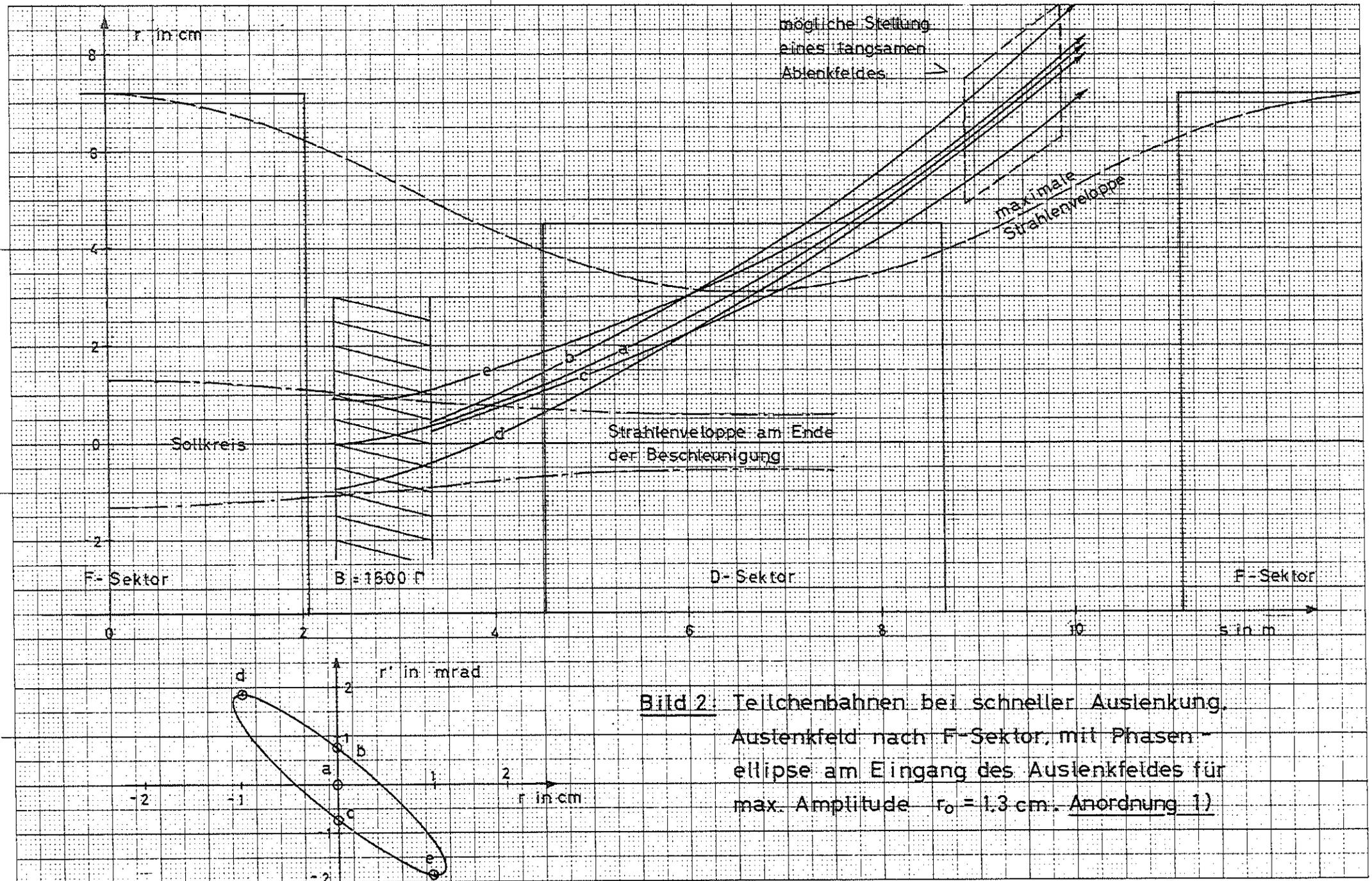
F. Brasse

Literaturhinweise:

- 1) G.K. O'Neill: Princeton, GKON-12/EJW-2
- 2) B. Kuiper u. G. Flass: CERN 59-30
- 3) A. Hermann: DESY-Notiz A 2.11
- 4) K.G. Steffen: CEA-45
- 5) K.G. Steffen: DESY-Notiz A 2.42
- 6) F. Brasse und  
K.G. Steffen: DESY-Notiz A 2.52
- 7) K.W. Robinson: CEA-72
- 8) K.W. Robinson: CEA-57
- 9) F. Krienen: CERN 59-21
- 10) E. Braunersreuther und  
F. Krienen: CERN, PS/int. EA 59-6

Bild 1: Streufeld der Magnetsektoren in Soll-  
kreisebene nach außen.





**Bild 2:** Teilchenbahnen bei schneller Auslenkung. Auslenkfeld nach F-Sektor, mit Phasenellipse am Eingang des Auslenkfeldes für max. Amplitude  $r_0 = 1.3$  cm. Anordnung 1)

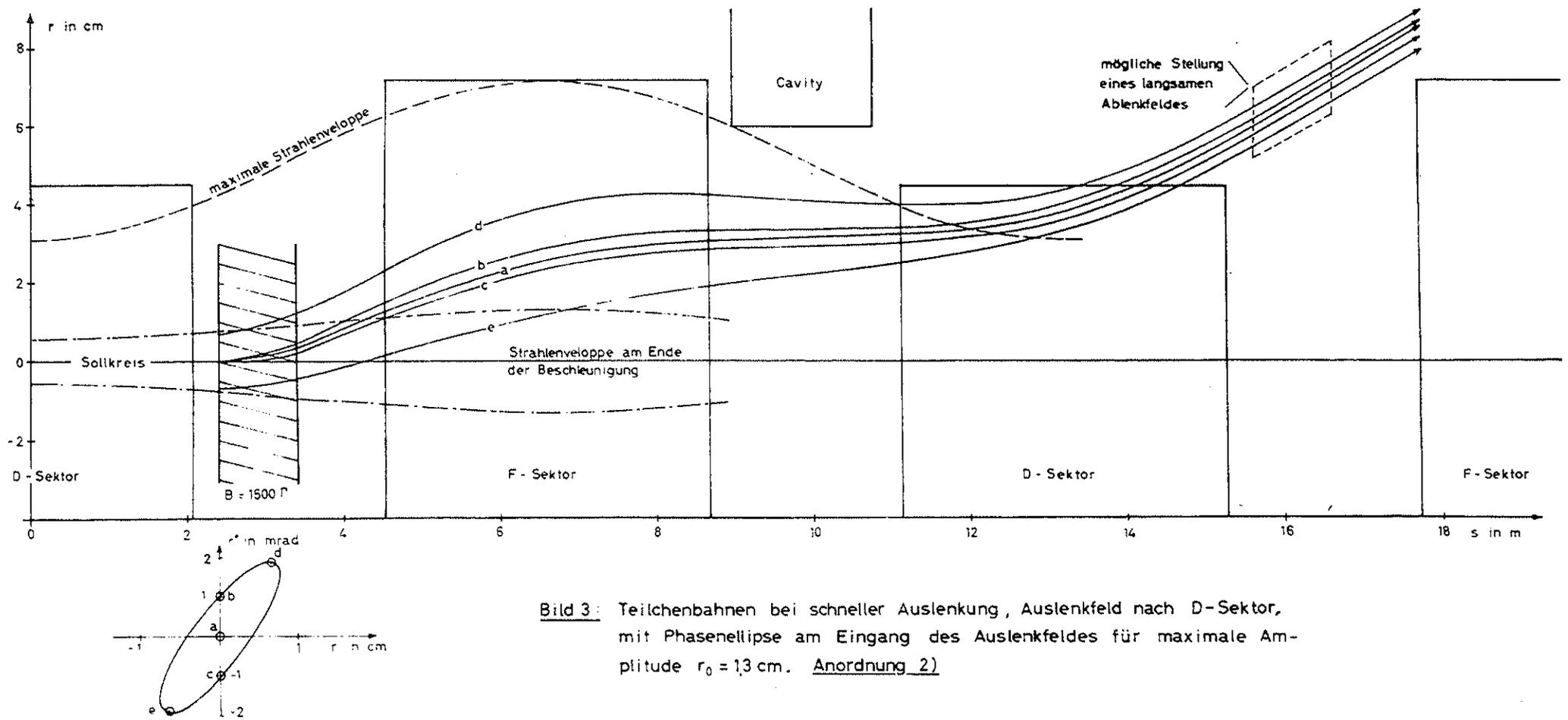


Bild 3: Teilchenbahnen bei schneller Auslenkung, Auslenkfeld nach D-Sektor, mit Phasenellipse am Eingang des Auslenkfeldes für maximale Amplitude  $r_0 = 13 \text{ cm}$ . Anordnung 2)

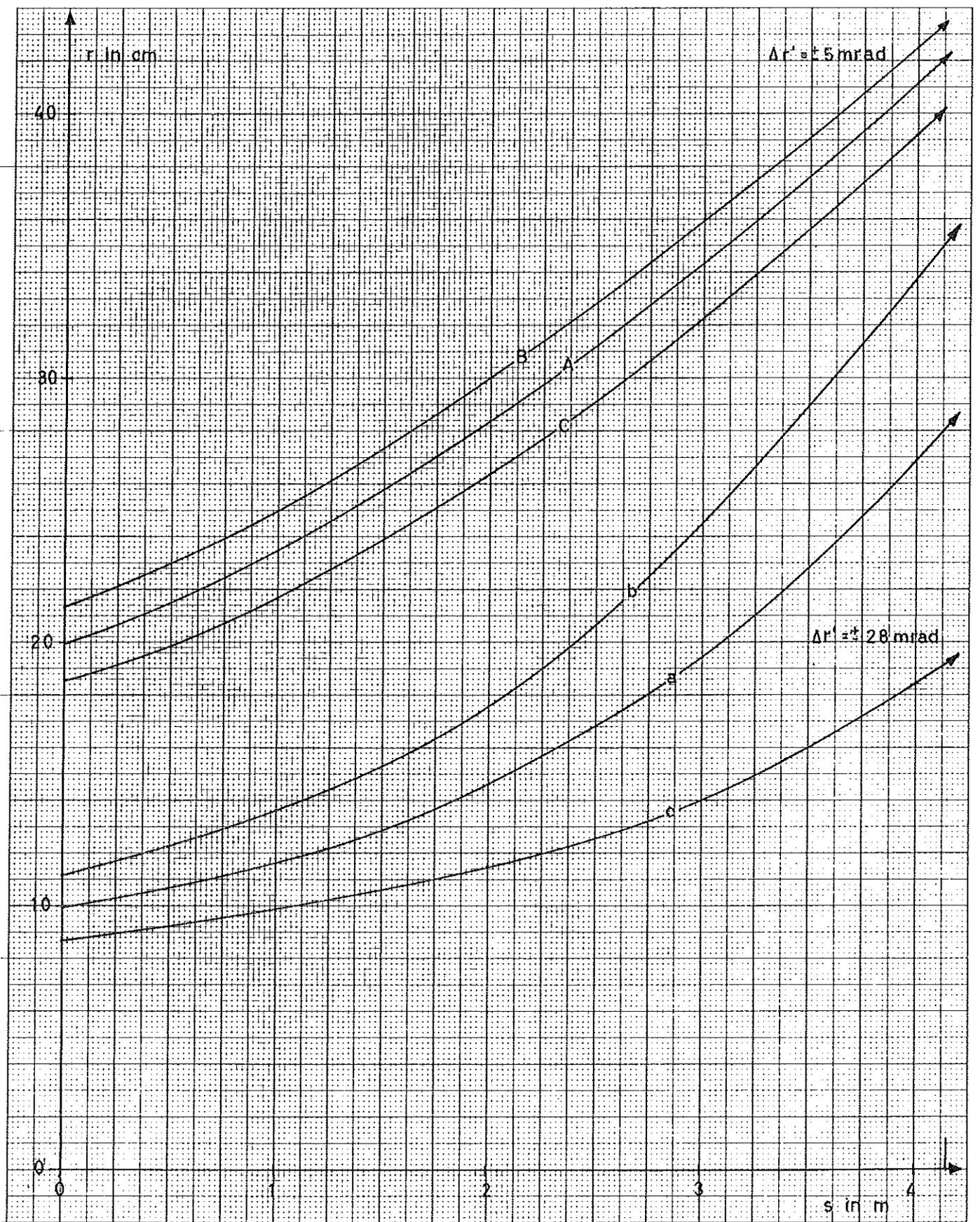
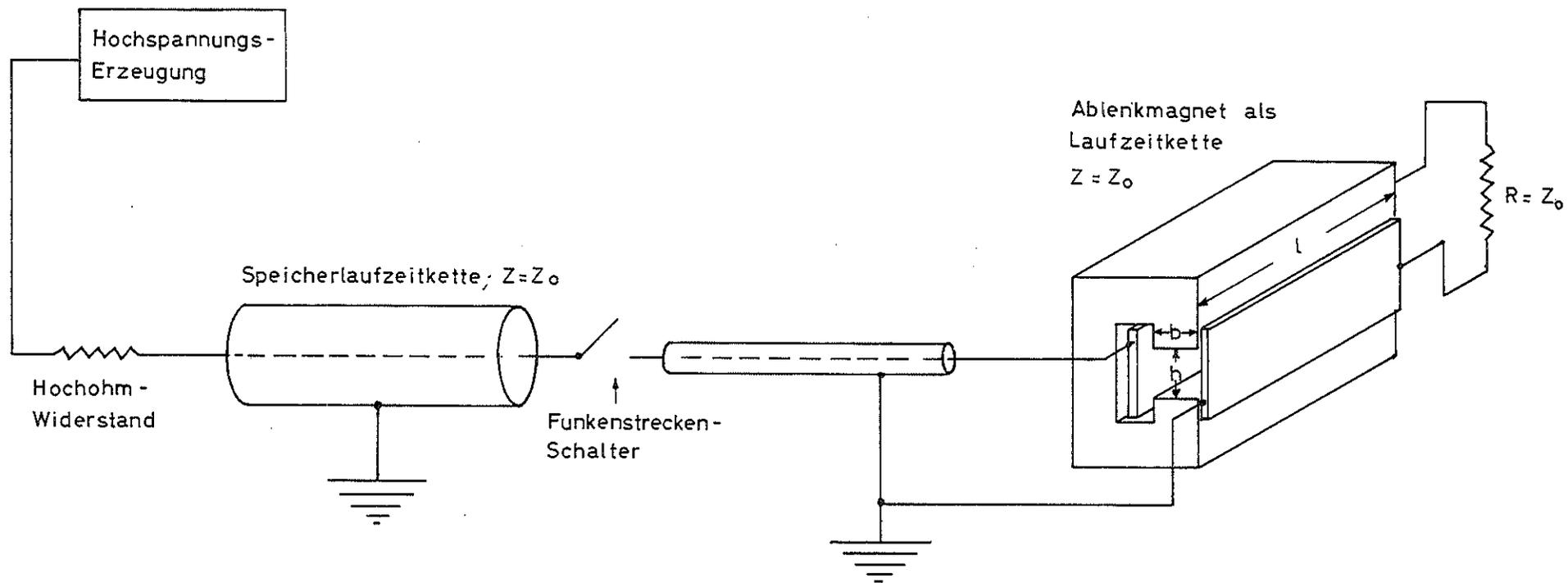


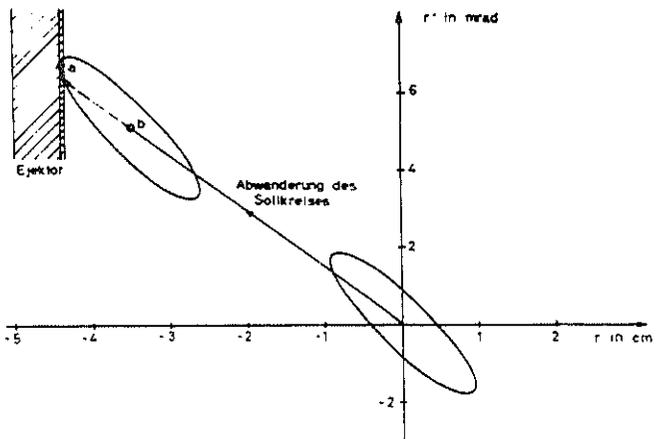
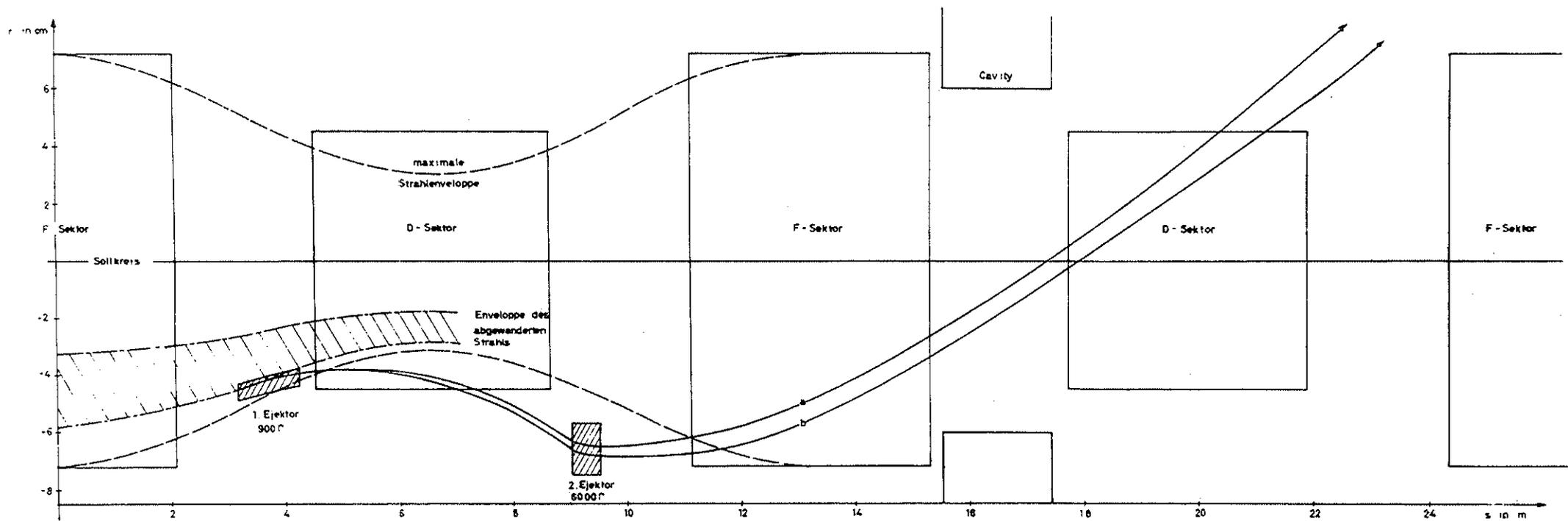
Bild 4: Teilchenbahnen durch das äußere Streufeld des F-Sektors

Bahnen a - c : Fortsetzung der Bahnen a - c in Bild 2.  
 Bahnen A - C : Fortsetzung der entsprechenden Bahnen bei  $B = 3000 \text{ r}$

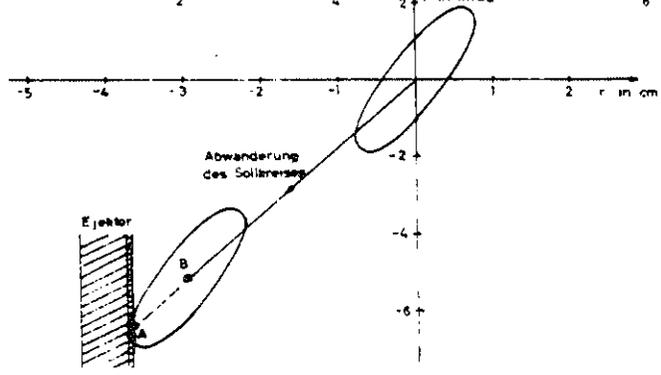
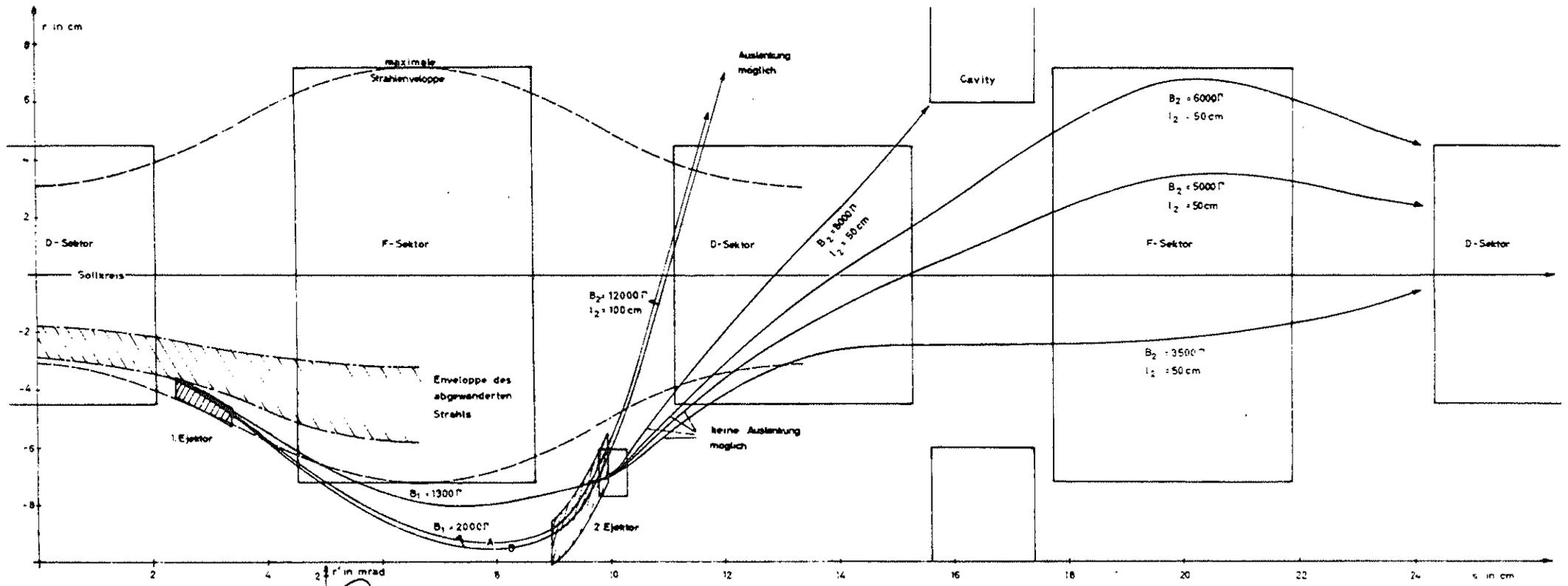


**Bild 5:** Prinzipschaltung eines gepulsten Ablenkmagneten als Laufzeitkette

(nach G. K. O'Neill<sup>1)</sup>)



**Bild 6:** Abwanderung des Strahls und der Phasenellipse am Eingang des 1. Ejektors bei "Energieverlust durch Strahlung," Ausgelenkte Teilchenbahnen: 1. Ejektor nach F-Sektor



**Bild 7:** Abwanderung des Strahls und der Phasenellipse am Eingang des 1. Ejektors bei "Energieverlust durch Strahlung". Ausgelenkte Teilchenbahnen 1. Ejektor nach D-Sektor

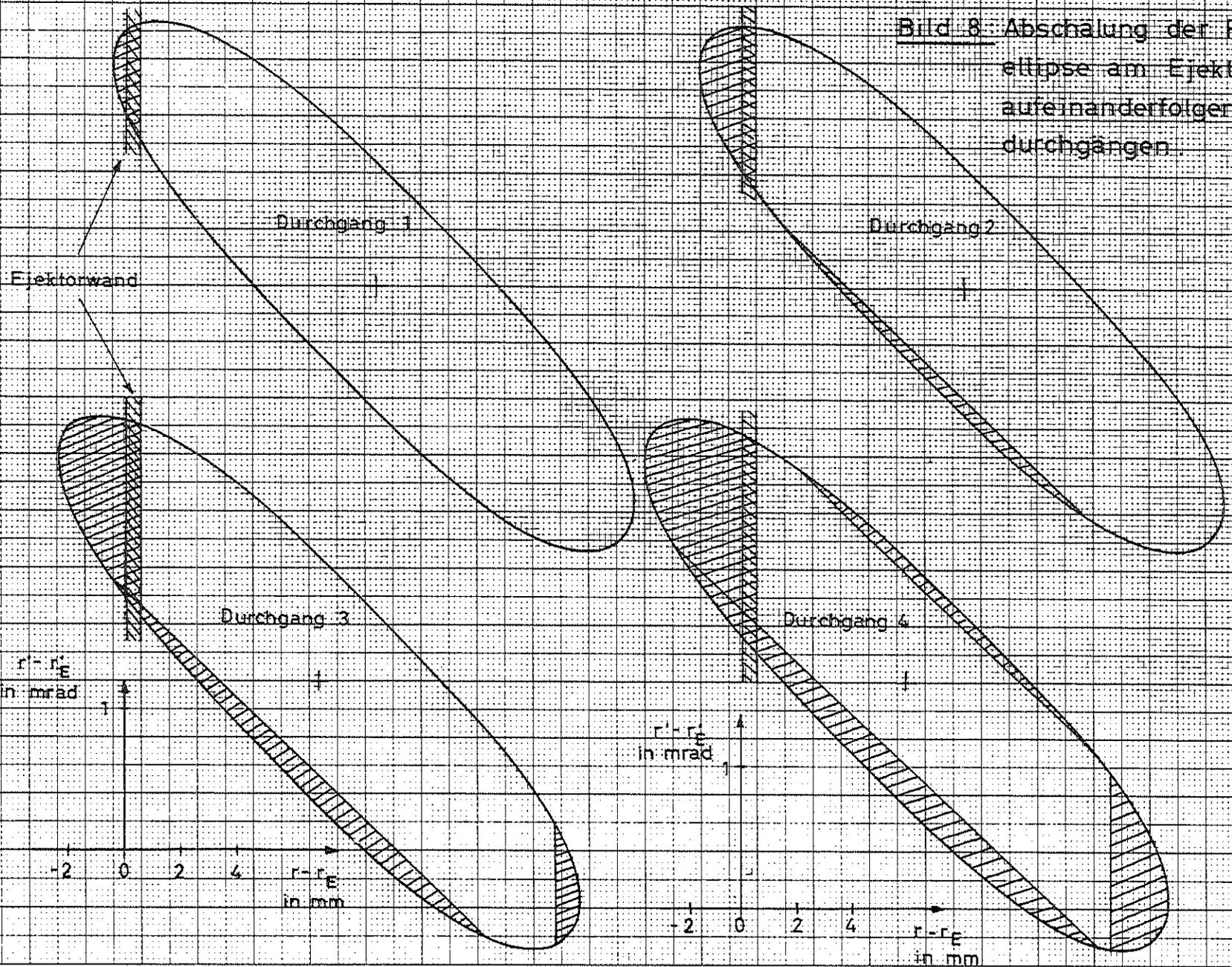


Bild 8 Abschaltung der Phasen-  
ellipse am Ejektor in vier  
aufeinanderfolgenden Feld-  
durchgängen

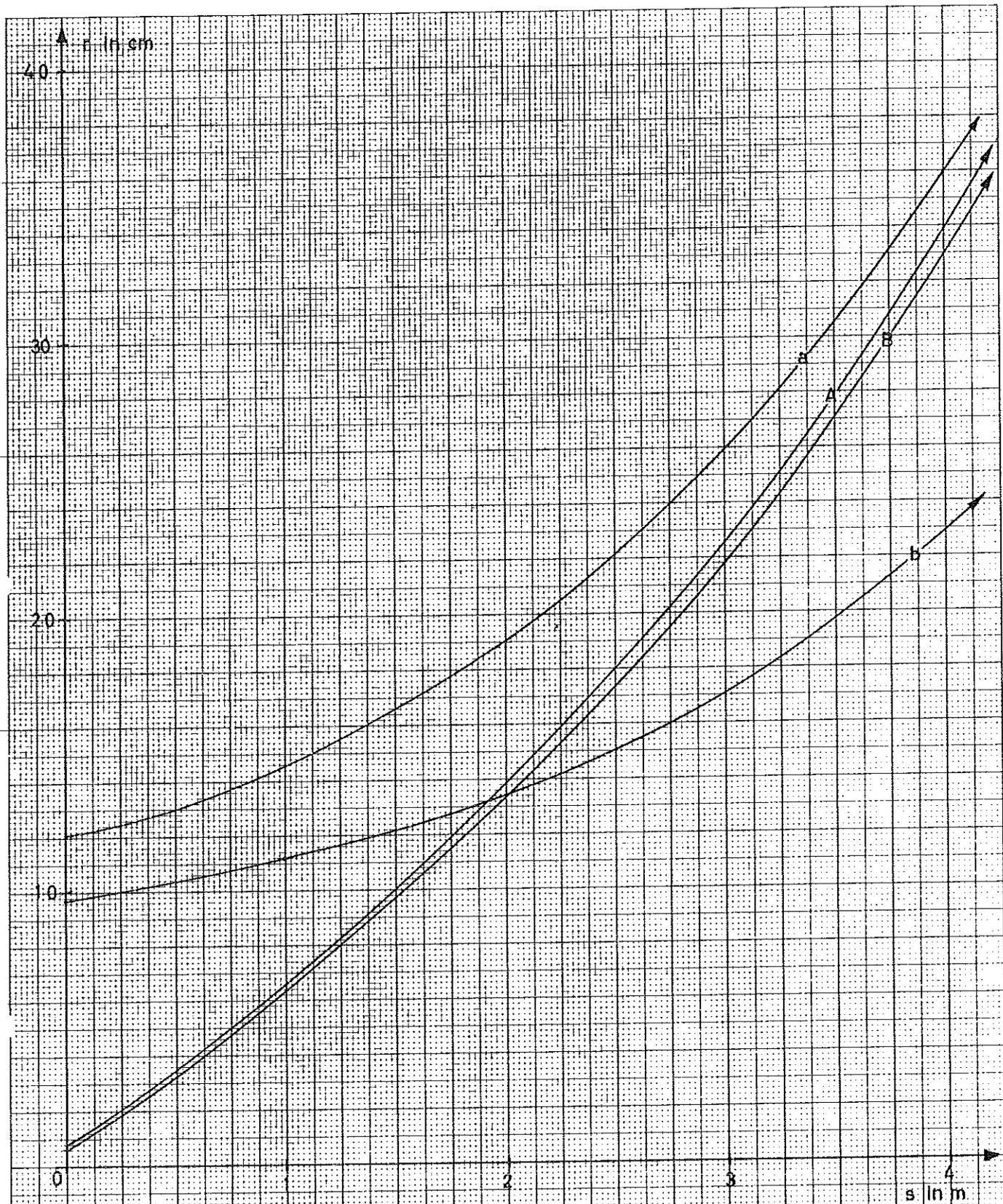


Bild 9: Teilchenbahnen durch das äußere Streufeld des

- ( F-Sektors : Bahnen a, b (Fortsetzung aus Bild 6)
- ( D-Sektors : Bahnen A B (Fortsetzung aus Bild 7)

10

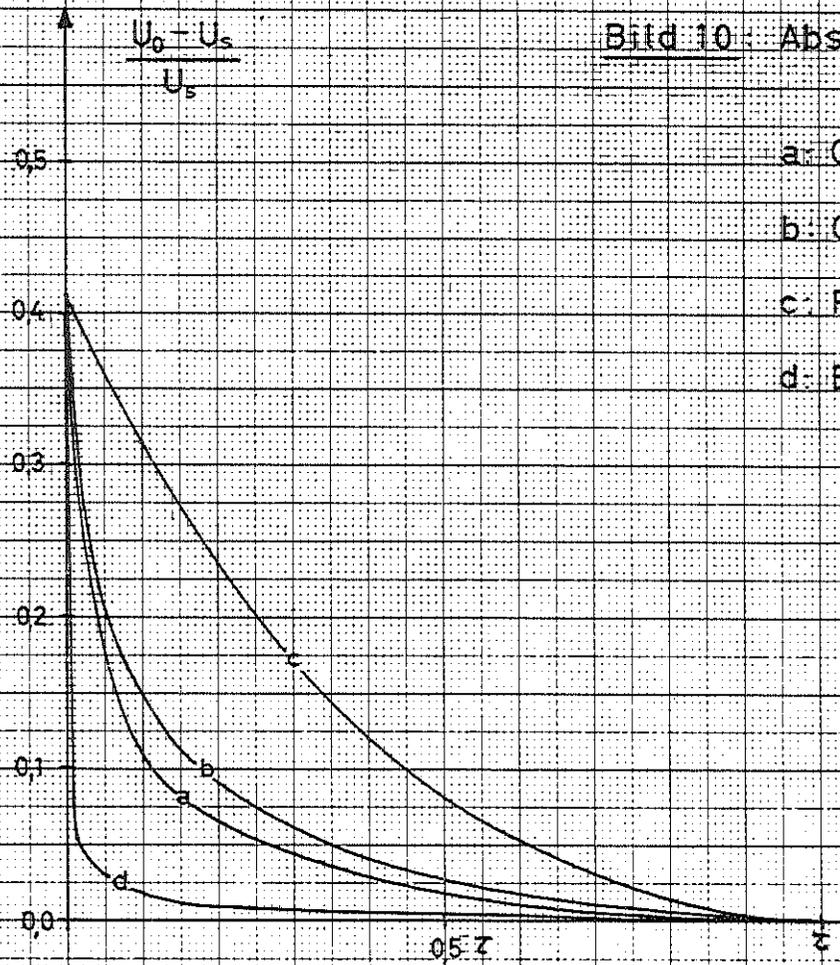


Bild 10: Abschalt-Programm der Beschleunigungs-HF

- a: Gauß-Verteilung,  $\sqrt{\varphi_0^2} = 32^\circ$
- b: Gauß-Verteilung,  $\sqrt{\varphi_0^2} = 43^\circ$
- c: Rechteck-Verteilung,  $\bar{\varphi}_0 = 90^\circ$
- d: Boltzmann-Verteilung,  $\bar{\varphi}_0 = 90^\circ$

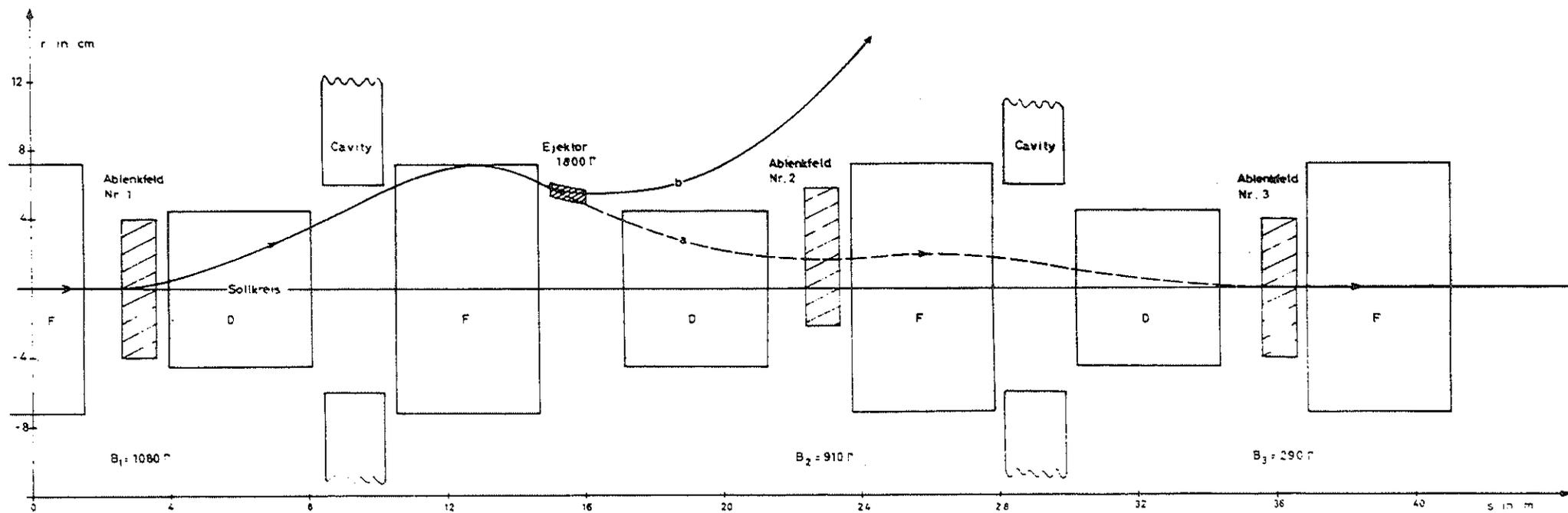


Bild 11: Maximale Verbiegung der Gleichgewichtsbahn (18eule); a) Gleichgewichtsbahn führt auf Sollkreis zurück  
 b) Gleichgewichtsbahn wird ausgelenkt.

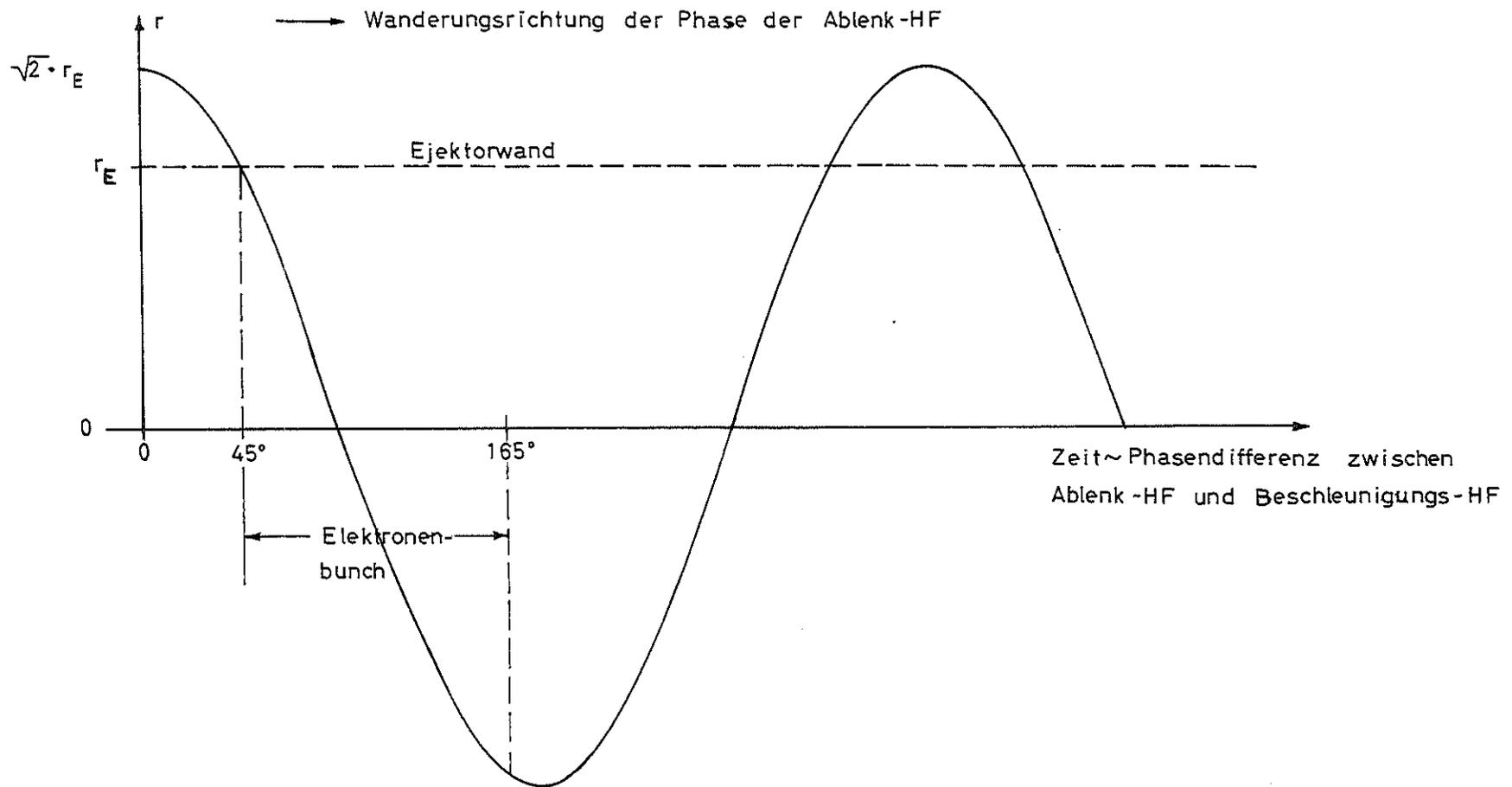


Bild 12: Auslenkung  $r$  eines Elektronenbunches an einem festen Ort mit Hochfrequenzfeld, dessen Frequenz fast gleich der Frequenz der Beschleunigungs-HF ist.

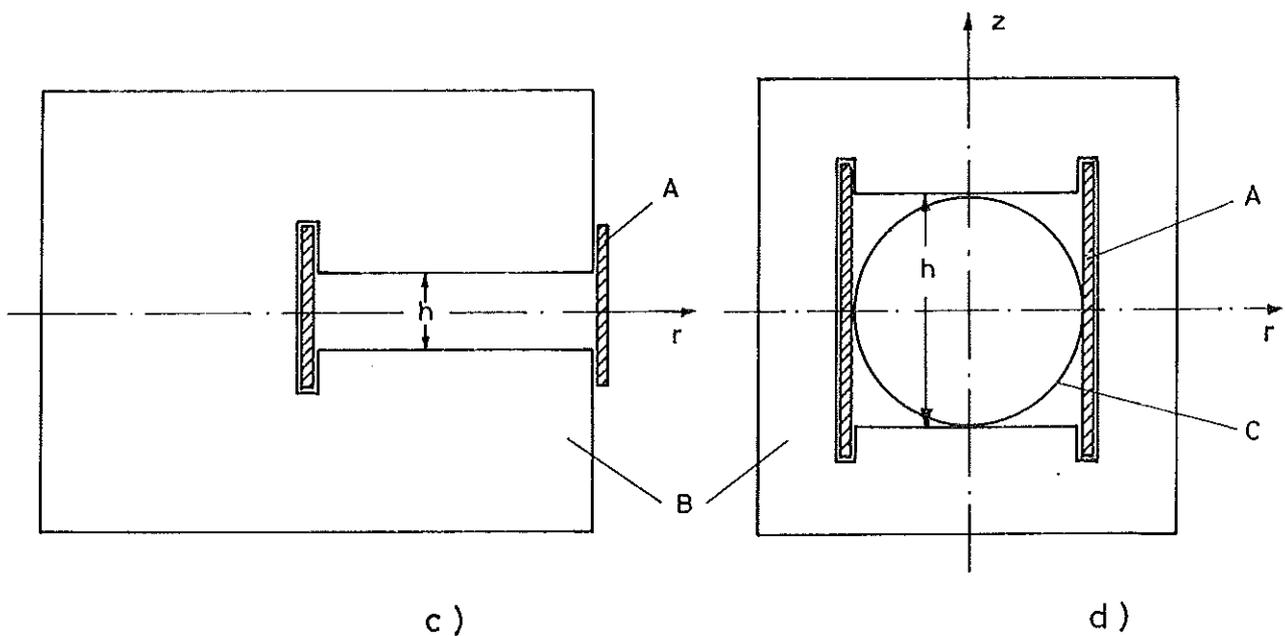
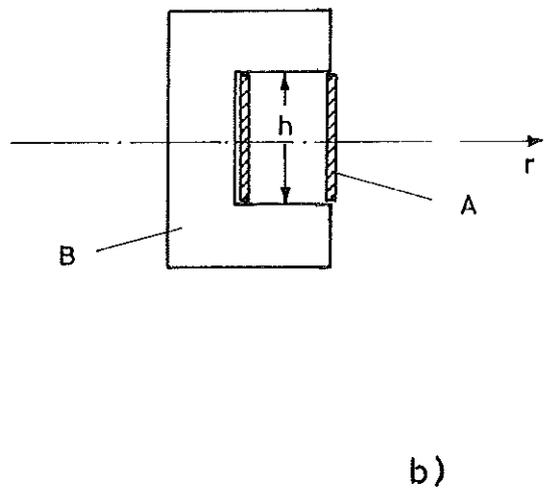
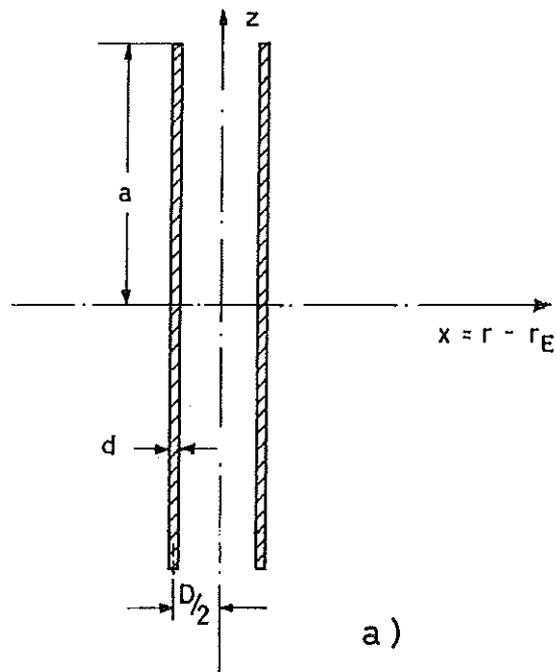


Bild 13 a) - d): Schematische Querschnitte von Ablenkmagneten.

- a) u. b): Ejektormagnete mit scharf begrenztem Magnetfeld.
- c): Ablenkmagnete, die außerhalb der max. Strahlenveloppe, jedoch dicht an ihr stehen.
- d): Ablenkmagnete, welche die volle max. Strahlenveloppe umfassen.

A = Kupferbleche zur Stromführung, B = Eisenjoch, C = max. Strahlenveloppe

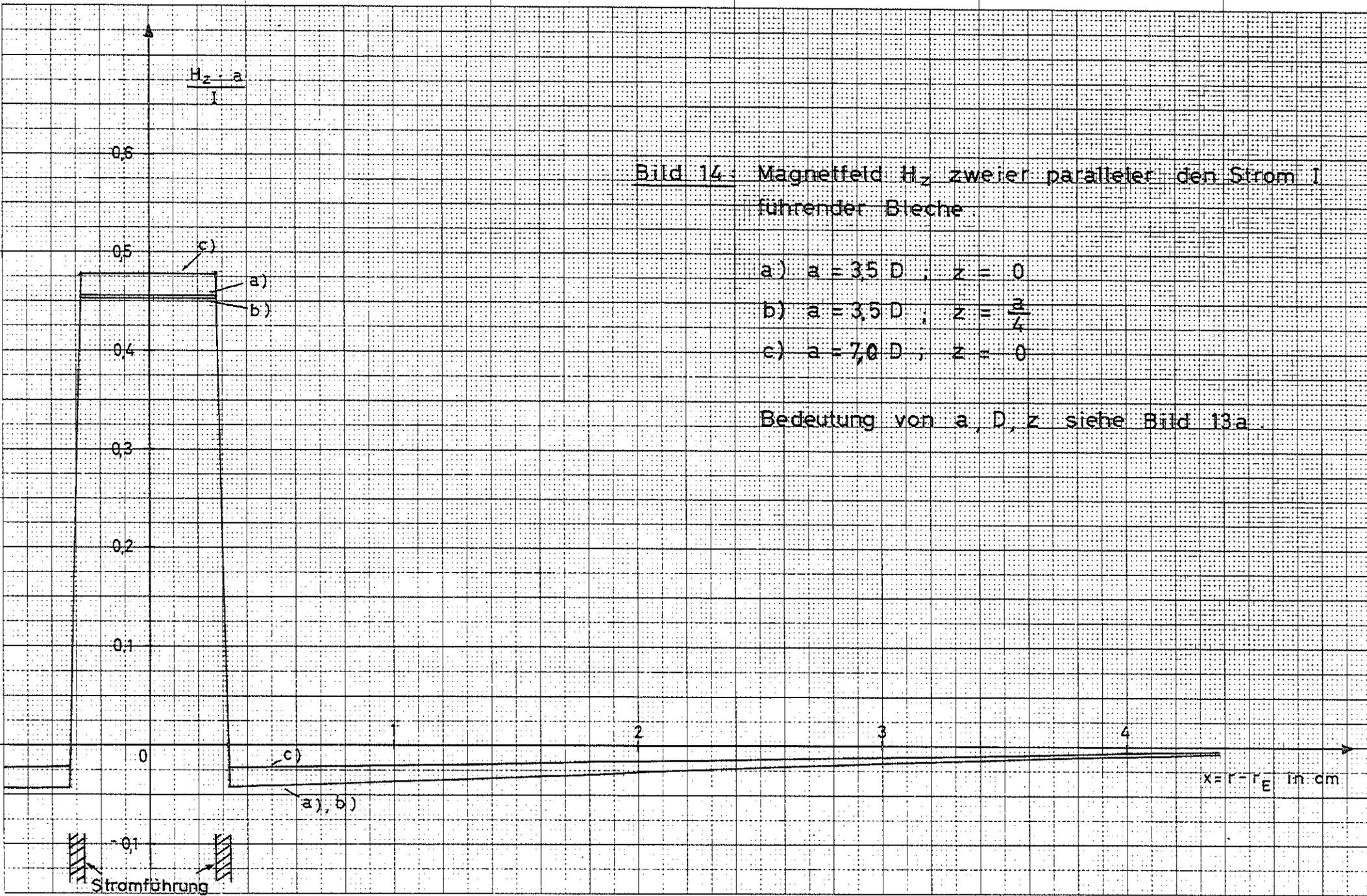
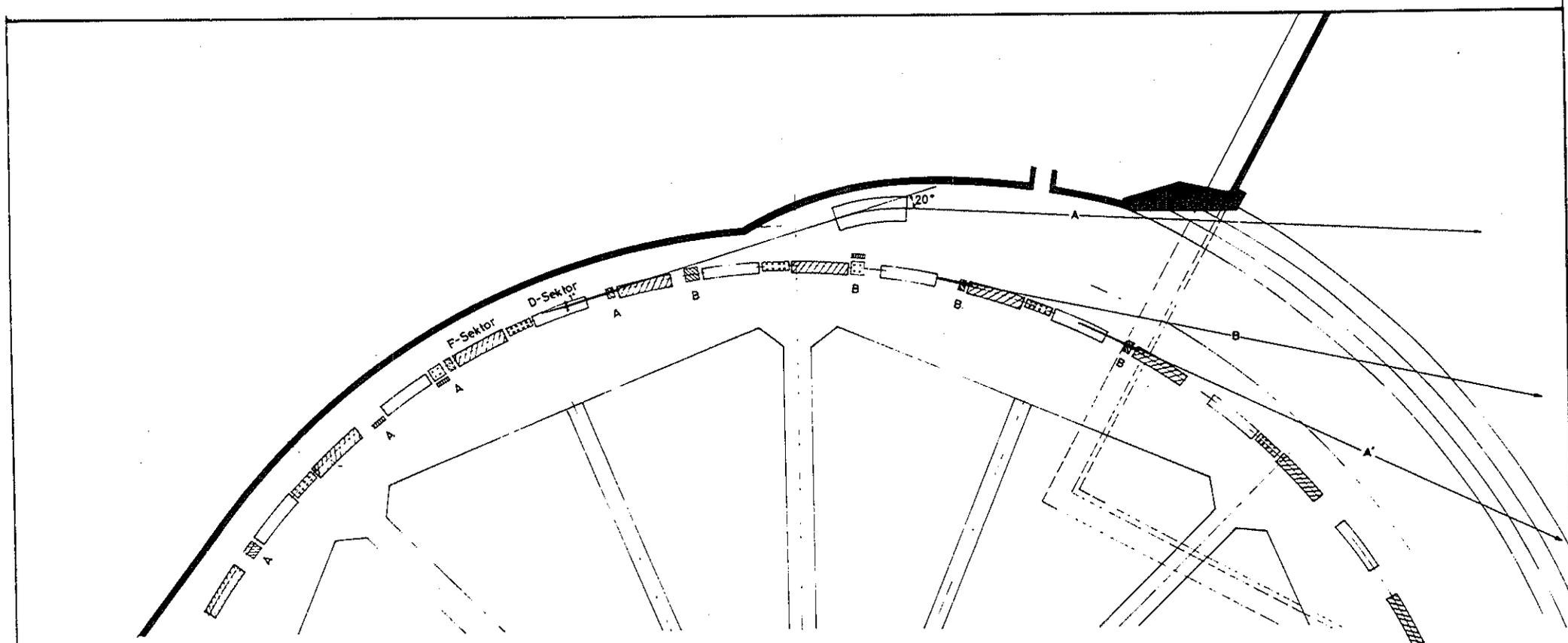


Bild 14: Magnetfeld  $H_z$  zweier paralleler den Strom  $I$  führender Bleche

- a)  $a = 35 D$  ,  $z = 0$
- b)  $a = 3,5 D$  ,  $z = \frac{a}{4}$
- c)  $a = 7,0 D$  ,  $z = 0$

Bedeutung von  $a, D, z$  siehe Bild 13a



M 1:200

-  schneller Ejektor
-  langsamer Ejektor
-  closed orbit Verbieger

- Strahl A: bei 1. kurzem Puls (1 schneller Ejektor)
2. „Strahlungsverlust“ (2 langsame Ejektoren)
  3. „closed orbit Beule“ nach innen (3 langsame Magnete, 2 langsame Ejektoren)

- Strahl B: bei 1. kurzem Puls (1 schneller Ejektor)
2. „closed orbit Beule“ nach außen (3 langsame Magnete, 1 langsamer Ejektor)

**Bild 15:** Verlauf von äußeren Elektronenstrahlen