

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

DESY 65/18

Dezember 1965

Beschleuniger

Langsame Ejektion beim Deutschen Elektronen-Synchrotron

von

F. W. Brasse, G. Hemmie und W. Schmidt

LANGSAME EJEKTION BEIM DEUTSCHEN ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

von

F.W. Brasse, G. Hemmie und W. Schmidt

Abstract

This report gives in its first part the calculations for slow ejection on the basis of using a current sheet for generating a betatron resonance. The apparatus is outlined briefly. In the third section first measurements of ejection efficiency and emittance of the first ejected electron beam are reported.

Inhalt:

	Seite
1) Grundsätzliche Methode	3
2) Rechnungen	6
3) Apparatur	
a) Magnete	12
b) Pulsgeräte	13
4) Messungen am externen Strahl	
a) Strahllage	19
b) Emittanz	21
c) Allgemeine Eigenschaften und Ausbeute	26
 Anhang	 28
 Literatur	 29
 Figuren	

1) Grundsätzliche Methode

Eine Reihe von theoretischen Untersuchungen¹⁾⁻⁶⁾ zur langsamen Auslenkung des Elektronenstrahls aus einem Elektronensynchrotron führten zu dem Ergebnis, dass nur mit Hilfe einer Resonanz, die durch nicht-lineare Felder erzeugt wird, ein äusserer Strahl mit guter Ausbeute und langem Puls erzeugt werden kann. Unter guter Ausbeute sind hierbei mehr als 50% des internen Strahls zu verstehen, da sonst ein Experiment an diesem Strahl gegenüber einem entsprechenden am internen Strahl im allgemeinen indiskutabel wird. Die Länge des Pulses sollte nicht durch den Ejektionsmechanismus begrenzt sein, sondern durch die Energieunschärfe, die durch die Änderung des sinusförmig verlaufenden Magnetfeldes hervorgerufen wird.

Das schliesslich bei DESY angewendete Verfahren zur Ejektion ist im Prinzip das gleiche wie das beim Cambridge Electron Accelerator⁷⁾. Eine Stromschiene mit parallel zum Elektronenstrahl fliessendem Strom (Regenerator) erzeugt ein inhomogenes Magnetfeld, dessen vertikale Komponente die Betatronfrequenz für horizontale Schwingungen in Abhängigkeit von der radialen Lage der Bahn des Elektrons von 6,25, dem Sollwert im Synchrotron, zur Resonanz 6,5 schiebt. Dies bedeutet, dass das Elektron immer stärkere Betatronschwingungen macht, je näher es an die Stromschiene kommt. Schliesslich nimmt die Amplitude über zwei Umläufe um einige mm zu, so dass die Elektronen mit grosser Wahrscheinlichkeit eine Stromschiene überspringen können, die als Septum wirkt (1. Ejektor). Jenseits der Stromschiene finden die Elektronen ein Feld vor, das sie zum Zentrum des Synchrotrons hin aus der Ak-

zeptanz des Synchrotrons heraus- und im nachfolgenden geraden Stück in einen stärkeren 2. Ejektor hineinlenkt. Dieser lenkt die Elektronen so stark nach aussen, dass sie nach Durchlaufen eines weiteren Maschinensektors und einer Beschleunigungseinheit im dann anschliessenden radial defokussierenden Sektor das Synchrotron verlassen können.

Alle Ejektionsmagnete einschliesslich Regenerator werden erst gegen Ende der Beschleunigung eingeschaltet. Damit die Elektronen dann überhaupt in den Einfluss des Regenerators kommen, müssen sie zunächst ihre Sollbahn verlassen und langsam nach innen laufen. Das erhält man am einfachsten dadurch, dass vor Erreichen des Maximalfeldes im Synchrotron die Beschleunigungs-Hochfrequenz langsam abgeschaltet wird. Hierdurch fallen die Elektronen nach und nach aus der Beschleunigungsphase heraus und zwar zuerst die mit grösster Synchrotron-schwingungsamplitude. Diese Elektronen werden nicht weiter beschleunigt und spiralen infolgedessen wegen des weiter ansteigenden Magnetfeldes nach innen. Der lange Puls wird also dadurch erreicht, dass der Regenerator nicht auf den ganzen Strahl gleichzeitig wirkt.

Figur 1 gibt eine Übersicht über die Anordnung der Ejektionsmagnete im Synchrotron. Frühere Überlegungen⁵⁾ hatten gezeigt, dass im Zusammenhang mit Abschaltung der Hochfrequenz nur diese Anordnung mit der Reihenfolge 1. Ejektor vor einem radial defokussierenden Sektor, 2. Ejektor im nachfolgenden Geraden Stück und Beschleunigungsstrecke im dritten Geraden Stück praktisch möglich ist. Dies bedeutet, dass auf diese Weise nur ein Elektronenstrahl pro Experimentierhalle erzeugt werden kann. Bei der später noch zu diskutierenden Closed Orbit Ver-

biegung ist eine andere Anordnung mit Ejektionsmagneten auf der Ring-aussenseite möglich⁵⁾, wodurch sich die Möglichkeit eines weiteren Strahls pro Halle ergibt.

Die Lage des Regenerators relativ zum 1. Ejektor ergibt sich aus der Forderung, dass der durch den Regenerator verbogene closed orbit, um den die Resonanzschwingungen erfolgen, am Ort des 1. Ejektors maximale Ablage vom ursprünglichen closed orbit (Sollkreis) haben muss, von der Struktur durch die Amplitudenfunktion dabei abgesehen (Figur 2). Sonst besteht die Gefahr, dass der Strahl an anderen Stellen im Synchrotron verloren geht.

2) Rechnungen

Die Ablenkung, die ein Elektron am Regenerator erfährt, ist gegeben

für die horizontale Richtung durch

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon_0}{\pi} \left\{ \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{h-2z}{2r} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{h+2z}{2r} \right\}$$

und für die vertikale Richtung durch

$$\varepsilon_z = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \log \frac{r^2 + \left(\frac{h}{2} + z\right)^2}{r^2 + \left(\frac{h}{2} - z\right)^2}$$

mit

$$\varepsilon_0 = 0,3 \frac{B_0 l}{E}, \quad B_0 = 0,2\pi \frac{I}{h}$$

Hierin sind h = Höhe der Stromschiene in cm
 r = radiale Entfernung von der Stromschiene
 z = vertikale Entfernung von der Mittelebene der Stromschiene
 l = Länge der Stromschiene in cm
 I = Stromstärke in Amp.
 B_0 = vertikale Feldstärke für $r = z = 0$ in KGauß
 E = Energie der Elektronen in GeV
 ε_0 = Ablenkwinkel am Ort $r = z = 0$ in mrad.

Obige Gleichungen gelten für den Fall, dass die Dicke der Stromschiene klein ist gegenüber ihrer Höhe. Figur 3 zeigt ε_r für $z = 0$ und zwei verschiedene Höhen. Bei festgehaltenem Strom wird der Gradient in der Nähe der Schiene grösser mit kleiner werdender Höhe der Schiene. Andererseits wird die Reichweite geringer mit abnehmender Höhe. Zum Auffinden der günstigsten Parameter wurde ein Rechenmaschinenprogramm ge-

schrieben, das Teilchenbahnen über viele Umläufe um das Synchrotron zu verfolgen gestattete und das bei jedem Umlauf die Position des Teilchens am Regenerator und am 1. Ejektor überprüfte. Nach Erreichen einer der beiden Schienen wurde das Programm gestoppt und Position und Richtung des Teilchens am Regenerator und am 1. Ejektor ausgegeben. Das Programm enthielt den horizontalen und vertikalen Einfluss des Regenerators nach obigen Gleichungen, sowie eine gleichmässige Wanderung des closed orbit nach beiden Stromschienen hin.

Da der Einfluss von zusätzlichen Feldern im Synchrotron proportional der Wurzel aus der Amplitudenfunktion am Ort dieses Feldes ist⁴⁾⁶⁾, sollte der Regenerator dort stehen, wo die horizontale Amplitudenfunktion möglichst gross und die vertikale möglichst klein ist, also möglichst nahe an einem radial fokussierenden Sektor. Dass ist bei der DESY-Maschine besonders wichtig, da Q_r und Q_z in der ungestörten Maschine bei 6,25 liegen. Eine Verschiebung von Q_r nach 6,5 bedeutet aber für Q_z eine Verschiebung in Richtung 6,0, also auch in die Nähe einer Resonanz. Für den kleinsten möglichen Abstand der Mitte des Regenerators von 80 cm vom magnetischen Ende eines F-Sektors ergibt sich ein Verhältnis von $\sqrt{B_r} / \sqrt{B_z} = 1,16$. Das Rechenprogramm zeigte, dass hierbei in einigen Fällen bereits eine Vergrösserung der vertikalen Amplituden eintritt. Natürlich hängt dies ausserdem davon ab, welche Störungen sonst noch im Synchrotron vorhanden sind, d.h. wie breit das Stoppband ist bei 6,0. Die endgültige Aufstellung der Synchrotronmagnete wurde jedoch so gewählt (F-Sektoren um 1,5 mm nach aussen, D-Sektoren um etwa 1,5 mm nach innen), dass beide Q etwas oberhalb von 6,25 liegen sollten und damit dieser Effekt unkritischer

werden sollte. Rechnungen mit $Q_z = 6,27$ zeigten keinerlei Effekt mehr.

Das Rechenprogramm zeigte weiterhin, dass die gegenseitige radiale Lage von Regenerator und 1. Ejektor etwas kritisch ist. Steht der Regenerator zu nahe am Sollkreis im Vergleich zum 1. Ejektor, so gehen Elektronen an ihm verloren, steht der 1. Ejektor zu nahe am Sollkreis im Vergleich zum Regenerator, so gehen an ihm Elektronen verloren, da die Resonanz noch nicht erreicht wurde.

Die Figuren 4 und 5 geben gerechnete Teilchenbahnen in der horizontalen und vertikalen Phasenfläche am Ort des 1. Ejektors nach Überspringen der Schiene bzw. Aufprall auf die Schiene wieder. Variiert sind die Amplitude r_0 und Phase φ_0 der am Ende der Beschleunigung vorhandenen horizontalen Betatronschwingung, sowie die Höhe der Regeneratorschiene. z_0 ist die Anfangsamplitude der vertikalen Betatronschwingung, k die Zahl von Umläufen während des Programms, $\Delta p/p$ die Energieabweichung der Teilchen relativ zum Magnetfeld des Synchrotrons infolge von Abwanderung des closed orbit durch HF-Abschaltung. Diese Energieabweichung ist für die Berechnung der weiteren Bahn bis zum Austritt aus dem Synchrotron zu berücksichtigen. Sie ist ungefähr proportional der am Ende der Beschleunigung vorhandenen horizontalen Betatronschwingung. Die eingezeichneten Geraden sind Geraden konstanter Energieabweichung mit einer Breite von etwa 0,1 mrad (siehe gestrichelt gezeichnetes Parallelogramm in Figur 5). Die auf diese Weise am Ort des 1. Ejektors vorhandene Dispersion im ejizierten Strahl beträgt etwa 0,2 mrad/0,1 %. Sie ist umso kleiner, je kleiner der horizontale Strahlquerschnitt am Ende der Beschleunigung ist.

In den Rechenbeispielen der Figuren 4 und 5 war der Vorschub des closed orbit $\Delta_r = 0,01$ cm pro Umlauf. Es zeigte sich, dass die Phasenfläche des ejizierten Strahls nicht wesentlich von diesem Vorschub abhängt, solange er nicht in die Grössenordnung von mm kommt, wie es oberhalb von 5 GeV bei Abschaltung der Hochfrequenz der Fall ist. Hierfür zeigt Figur 6 ein Beispiel. Es tritt eine grössere Streuung der Punkte ein, die zur gleichen Amplitude gehören. Ausserdem ist die Schrittweite bereits so gross, dass auch ohne Regenerator die Teilchen bereits die Schiene überspringen können. Die Resonanz vergrössert nur unnötig die Phasenfläche.

An Stelle der Abschaltung der Beschleunigungshochfrequenz kann auch der Strahl mittels einer lokalen Verbiegung des closed orbit in das Regeneratorfeld gebracht werden. Wie man aus Figur 7 sieht, kann man den Strahl dann zum Überspringen der Regeneratorschiene bringen, ohne ihn an anderen Stellen im Synchrotron zu verlieren. Das Feld auf der Gegenseite der Regeneratorschiene dient also als Ejektor. Figur 8 gibt gerechnete Teilchenbahnen nach Erreichen der Regeneratorschiene wieder. Die Energieabweichung, wie oben definiert, ist in diesem Fall für alle Teilchen 0, da die Beschleunigung aufrecht erhalten bleibt. Die unterschiedliche Lage der horizontalen Phasenfläche gegenüber den Figuren 4 und 5 rührt von den etwas verschiedenen Parametern des Regenerators sowie von der Verbiegung des closed orbit her. Die geringere Streuung der Punkte, die zu gleicher Anfangsamplitude gehören, ist eine Folge des um eine Grössenordnung kleineren Vorschubs des closed orbit. Dies ist in diesem Fall notwendig zum Erreichen eines langen Pulses.

Die Pulslänge ist gegeben durch die Differenz der Umlaufzahlen, im gezeigten Beispiel also für 1 cm maximale Anfangsamplitude 620 Umläufe = 650 μ sec. Die Ausdehnung der vertikalen Phasenfläche ist grösser als in Figuren 4 und 5, was auf das unterschiedliche Q_z zurückzuführen ist.

Die Phasenfläche in Figur 5 wurde weiter durch das Synchrotron verfolgt bis zum Austritt des Strahls, und zwar vom 1. Ejektor bis zum Beginn des Sektors 8 (siehe Figur 1) in linearer Theorie unter Einschluss des Feldes vom 2. Ejektor. Da im Sektor 8 der Strahl das Streufeld durchläuft, wurde hierfür ein Rechenmaschinenprogramm benutzt, das dieses Feld berücksichtigt. Die so am Ende des Sektors 8 erhaltene Phasenfläche mit den Strahlen 1 bis 4 unter Berücksichtigung der Energieabweichungen ist in Figur 9 wiedergegeben. Die Koordinaten beziehen sich wie in allen Figuren auf den ungestörten Sollkreis. ξ_1 und ξ_2 sind die Ablenkwinkel im 1. und 2. Ejektor. Für die vertikale Strahlgrösse wurde der Strahl a linear durchtransformiert. Das Parallelogramm in Figur 5 und 9 gibt die ungefähre Grösse der Phasenfläche wieder.

Die Grösse der Phasenfläche des ejizierten Strahls unter Einschluss der Dispersion beträgt somit etwa horizontal 2 mm x mrad,
vertikal 0,8 mm x mrad.

Beseitigt man die Dispersion im externen Strahl durch Magnete und Quadrupole, so reduziert sich die Fläche horizontal auf etwa 0,8 mm x mrad. Durch geeignete Aufstellung von Führungselementen kann sie natürlich auch vergrössert werden. Für die gesamte Dispersion im externen Strahl ist allerdings die Pulslänge von ausschlaggebender Be-

deutung. Werden die Ejektionsmagnete, vor allen Dingen der 2. Ejektor, während des Pulses proportional dem zeitlichen Verlauf des Synchrotronfeldes betrieben, so enthält jeder Vektor in Figur 9 bei einer Pulslänge von 1,2 msec mit symmetrischer Lage zum Maximum der Synchrotronerregung eine Energiebreite von 1 %. Diese erscheint im Gegensatz zur oben diskutierten Energieänderung erst im externen Strahl als Dispersion, wobei die Führungselemente als zeitlich konstant angenommen sind.

3) Apparatur

a) Magnete

Querschnitte des Regenerators und der beiden Ejektionsmagnete sind in Figur 10 wiedergegeben. Die erforderlichen hohen Ströme der Schiene des Regenerators und des 1. Ejektors bieten gewisse Kühl- und Isolationsprobleme. Wie sie gelöst wurden, ist im Prinzip aus den Querschnittzeichnungen zu ersehen. Beide Ejektionsmagnete sind als C-Magnete gebaut und haben ausserhalb nur kleine Felder. Beim 1. Ejektor sind dies nur einige Prozent, beim 2. nur etwa 0,5 % des Feldes im gap. Eine Gesamtansicht der beiden Magnete ist in Bild 11 zu sehen.

Die Parameter, die sich aus obigen Rechnungen ergeben, sind für 7,5 GeV:

	Regenerator	1. Ejektor	2. Ejektor	
Ablenkwinkel	4	3	23	mrad
Feldstärke B	1190	1500	6880	Gauß
Länge l	84	50	84	cm
Schienen- bzw. gap-Höhe	20	10	10	mm
Gap-Breite	15	12	25	mm
Stromstärke	3790	1190	5470	A
Ohm'scher Widerstand R	2,4	7,5	3,5	mOhm
Induktivität L	1,6	1,5	4	μ H

(R und L einschliesslich Zuleitungen und Meßshunts gemessen)

Die erforderlichen Ablenkwinkel und Stromstärken hängen von der radialen Position des Regenerators und der Magnete ab. Obige Werte gelten für die in den Figuren 1, 5 und 9 wiedergegebene Bahn. So geht be-

sonders stark in den Ablenkwinkel des 1. Ejektors die Position dieses Magneten ein, wie man sich leicht an Hand der Übertragungsmatrix bis zum 2. Ejektor überlegen kann. Es wurde dafür gesorgt, dass die horizontale Position beider Magnete und des Regenerators ferngesteuert werden kann.

b) Pulsgeräte

Um den Synchrotronstrahl bei Injektion nicht zu stören, müssen Regenerator und Ejektionsmagnete gepulst werden.

Das Pulsdach sollte eine Länge von 0,2 ... 1,2 ms haben. Um die Verlustleistung in den Magneten klein zu halten, sollen die Pulsanstiegs- und Abfallzeiten möglichst klein gehalten werden. Die maximale Pulsfrequenz beträgt 50 Hz. Zur Erzielung eines optimalen Teilchenbursts soll die Form des Pulsdaches variabel sein.

Die 1. Lösung für den Pulser besteht in einer Anordnung aus einem Netzwerk (Laufzeitkette) als Energiespeicher, gesteuerten Gleichrichtern und einem Trafo zur Anpassung der Impedanz des Verbrauchers an das Netzwerk⁸⁾. Durch Variation der Induktivitäten und Kapazitäten des Netzwerkes kann man die Pulsform ändern.

Eine 2. Methode⁷⁾ besteht in der Verwendung einer Ladedrossel, die dauernd einen Strom führt. Dieser Strom fließt über eine Transistorbank, die parallel zu einer Diodenbank mit Ejektionsmagnet liegt. Soll der Magnet Strom führen, wird lediglich die Transistorbank zugesteuert, so dass der Strom von den Dioden übernommen wird.

Eine 3. Methode, die bei DESY entwickelt wurde, besteht in der Verwendung von Ladekondensatoren und Transistoren. Als stromsteuerndes Element wurde auch hier der Transistor gewählt, weil er eine saubere Regelung der Kurvenform der Strompulse in den Ejektionsmagneten erlaubt. Der Transistor ist sehr empfindlich gegen Überlastung im Bereich des sekundären Kollektor-Emitter-Durchbruchs⁹⁾. Die Aufgabe besteht darin, bei ausreichender Betriebssicherheit den Aufwand möglichst gering zu halten, d.h. die Anzahl der parallel zu schaltenden Transistoren möglichst klein zu halten.

Figur 12 zeigt die gewählte Arbeitskennlinie des Transistors. Die Arbeitspunkte sind:

- Pkt. 1: Transistor stromlos zwischen den Pulsen; sicherer Betriebspkt.
- Pkt. 2: " voll angesteuert, Anstieg des Pulsstromes; sicherer Betriebspkt.
- Pkt. 3: " steuert vollen Pulsstrom bei kleiner Kollektor-Emitterspannung; sicherer Betriebspkt.
- Pkt. 4: " gesperrt, Kurve zwischen Pkt. 3 und Pkt. 4 wird schnell durchfahren; sicherer Betriebsbereich, da Grenzkurve b nicht überschritten wird.

Um die Transistorbelastung möglichst klein zu halten, wurde ein Netzwerk vorgesehen, das in Verbindung mit der Transistorbank als Schalter bereits angenähert die richtige Strompulsform im Ejektionsmagneten erzeugt. Die Korrektur des Pulsdaches erfolgt bei relativ kleiner Kollektor-Emitter-Spannung.

Figur 13 zeigt das Prinzipschaltbild des Pulsers.

Über eine Ladedrossel Dr_2 wird aus einem spannungsstabilisierten Netz-

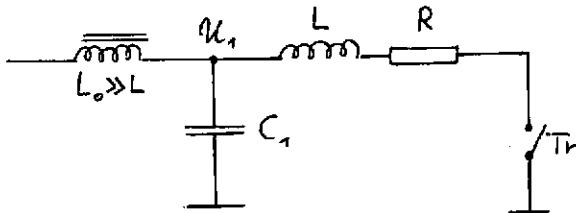
gerät U_{N1} die Laufzeitkette mit den Elementen L_0 und C_0 auf $U_2 = -10 \dots -20$ V aufgeladen. Die Hilfskapazität C_1 wird aus einem weiteren Netzgerät U_{N2} über die Ladedrossel Dr_1 auf $U_1 = -20 \dots -50$ V aufgeladen. Wird nun zum Zeitpunkt $t = 0$ die Transistorbank voll angesteuert, dann sorgt die relativ hohe Spannung an C_1 für einen schnellen Stromanstieg im Verbraucherkreis (R, L), gleichzeitig sinkt die Spannung an C_1 . C_1 und U_1 sind so gewählt, dass der maximale Verbraucherstrom erreicht ist, wenn die Spannung an C_1 auf $U_2 = (-10 \dots -20$ V) gesunken ist. Über D_1 wird nun der weitere Strom aus der Laufzeitkette geliefert. Die Kette ist für eine Pulsbreite von 1,2 ms ausgelegt, hierdurch ist die maximale Pulslänge bestimmt. Für einen kürzeren Puls kann die Transistorbank bereits nach 0,5 ms oder noch eher abgeschaltet werden. Die Kollektorspannung springt dann auf den momentanen Spannungswert von U_2 (- 10 V) plus dem Spannungsfall über $R_d + D_2$ des exponentiell abklingenden Stromes im Magneten.

Durch umfangreiche Versuche mit einer Anzahl von Leistungstransistoren verschiedener Fabrikate wurde die Type 2N512B als geeignet ermittelt. Für einen Pulsstrom von 6000 A werden bei obigem sicheren Arbeitsbereich 432 Transistoren in Parallelschaltung benötigt, die in 24 Gruppen (Moduln) zu je 18 Transistoren zusammengefasst sind. Je 9 Transistoren werden von einem Treiber vom gleichen Typ 2N512B angesteuert (Fig. 14).

Die Transistoren eines Moduls sind auf einer wassergekühlten Kupferplatte montiert, die gleichzeitig die Kühlung der Emitterausgleichswiderstände (100 mOhm) übernimmt. Abb. 15 zeigt den Transistormodul.

Die Grösse der Kondensatoren C_1 ergibt sich wie folgt:

Aus der Gleichung $\frac{1}{c} \int I dt + L \frac{dI}{dt} + I \cdot R = 0$ zum Ersatzschaltbild
(unter Vernachlässigung der Laufzeitkette, die nur eine unterstützende Funktion hat)



erhält man die Lösung $I = e^{-at} (A \cdot \cos \omega t + B \cdot \sin \omega t)$

wobei $a = \frac{R}{2L}$ und $\omega^2 = \omega_0^2 - a^2 = \frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2$ ist.

Aus der 1. Randbedingung $I_{t=0} = 0$ folgt $A = 0$.

Aus der 2. Randbedingung $U_{1t=0} = U_{10}$ folgt $B = -C_1 \cdot U_{10} \cdot \frac{\omega^2 + a^2}{\omega}$

und damit wird:

$$I(t) = -C_1 \cdot U_{10} \cdot \frac{\omega^2 + a^2}{\omega} \cdot e^{-at} \sin \omega t \quad (1)$$

Für I_{\max} gilt $J'(t) = 0$, daraus folgt

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \arctg \frac{\omega}{a} \quad (2)$$

Aus (2) und (1) folgt die Beziehung

$$\frac{J_{\max}^2 \cdot L}{U_{10}^2 \cdot C_1} = \exp \left\{ -\frac{2a}{\omega} \arctg \frac{\omega}{a} \right\} \quad (3)$$

das Verhältnis der magnetischen Energie im Magneten im Strommaximum zur Ausgangskondensatorenergie.

Um die Verlustleistung in den Ejektionsmagneten möglichst klein zu

halten, sollte die Pulsanstiegszeit unter 1 ms liegen ($\omega_o \sim 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$).

Da die Werte für $a = \frac{R}{2L}$ bei den Magneten relativ klein sind, kann man

$\omega = \sqrt{\omega_o^2 - a^2} \sim \omega_o$ setzen, wenn man $\omega_o \text{ min} \geq 3a$ einhält:

$$C_1 \text{ max} = \frac{1}{\omega_o \text{ min}^2 \cdot L}$$

Aus (3) folgt dann für die Mindestspannung

$$U_1 \text{ min} = J_{\text{max}} \cdot \sqrt{\frac{L}{C_{\text{max}}}} \cdot \exp \left\{ \frac{a}{\omega_{\text{min}}} \arctg \frac{\omega_{\text{min}}}{a} \right\} \quad (4)$$

Für die einzelnen Magnete ergibt sich:

	$a \text{ (S}^{-1}\text{)}$	$\omega_o \text{ min (S}^{-1}\text{)}$	$C_1 \text{ max (mF)}$	$U_1 \text{ min (V)}$
Regenerator	$7,7 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^3$	110	24
1. Ejektor	$2,5 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^3$	12	20
2. Ejektor	$4,4 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^3$	143	43

Der Transistor 2N512B kann Spannungen von 55 V noch sicher sperren, so dass man die Werte für C_1 noch etwas kleiner kalkulieren kann:

	$C_1 \text{ (mF)}$	$t_1 \text{ (ms)}$	$U_1 \text{ (V)}$
Regenerator	60	0,42	27
1. Ejektor	18	0,21	19
2. Ejektor	72	0,74	55

Aus den Gleichungen (2) und (3) erhalten wir mit den gewählten Grössen für C_1 die in der Tabelle angegebenen Werte für die Anstiegszeit t_1 und die Kondensatorspannung U_1 .

Eine Verkleinerung der Pulsanstiegszeit beim Regenerator und beim

1. Ejektor durch Verringern der Kapazität C_1 und Erhöhen der Spannung U_1 findet eine Grenze in der Stromergiebigkeit der für C_1 erhältlichen

Elektrolytkondensatoren.

Bestimmung der Grösse der Laufzeitkette (siehe Fig. 13):

Für den Wellenwiderstand Z und die Pulsbreite T gelten die Beziehungen

$$Z = \frac{L}{C} \quad \text{und} \quad T = 2 \sqrt{L \cdot C} ,$$

wobei L die Summe der Einzelinduktivitäten L_0 und C die Summe der Einzelkapazitäten C_0 sind.

Die Pulsbreite T soll etwa 1,2 ms betragen. Der Wellenwiderstand Z ist unkritisch, er wurde um den Faktor 5 ... 8 kleiner als der Verbraucherwiderstand gewählt, damit die Wärmeentwicklung aufgrund der Umladungsverluste in den Elektrolytkondensatoren nicht zu gross wird. In der folgenden Tabelle sind die Parameter der Laufzeitketten zusammengestellt.

	C (F)	L (μ H)	Z (mOhm)	R (mOhm)	R/Z
Regenerator	1,2	0,3	0,50	2,4	4,8
1. Ejektor	0,36	1	1,67	7,5	4,5
2. Ejektor	1,44	0,25	0,42	3,5	8,3

Die Laufzeitkette wurde in ähnlicher Weise in Moduln unterteilt wie die Transistorbank.

Jeder Modul enthält 2 Ketten mit jeweils 5 Elementen. Der "Kondensator"-Modul kann einen Pulsstrom von 2×250 A zur Versorgung von 2 Transistormoduln abgeben. Durch eine Wasserkühlung wird die Verlustleistung abgeführt, die in den Kondensatoren (C_0, C_1), Dioden (D_1, D_2) und Dämpfungswiderständen (R_D) auftritt (Abb. 15).

Figur 16 zeigt das gesamte Blockschaltbild des Pulsers.

4) Messungen am externen Strahl

a) Strahllage

Vor Aufbau einer externen Strahlführung wurde eine vorläufige Meßanordnung (Fig. 17) aufgebaut, um die Strahleigenschaften zu überprüfen. In der vorgegebenen Richtung des Strahls befinden sich in den Punkten S_1 und S_2 zwei Gestelle, die um 12,8 m voneinander entfernt sind und in die Polaroidfilme eingespannt werden können. Anhand der vom Elektronenstrahl belichteten Filme lässt sich die Position des Strahles bestimmen. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt etwa ± 1 mm.

Der Quadrupol im Strahlengang dient bei der Lagebestimmung dazu, den Strahl in einer Ebene zu fokussieren und dadurch die Position genauer festzulegen.

Die Intensität des Strahles konnte mit einem vorläufigen Faraday-Käfig gemessen werden. Er bestand lediglich aus einem 50 x 50 x 50 cm grossen Bleiklotz, der elektrisch isoliert aufgestellt war. Damit ist man in der Lage, die auftreffenden Elektronen als Ladung an einem hinreichend empfindlichen Anzeigegerät zu messen. Man muss nur dabei berücksichtigen, dass ein gewisser Prozentsatz an Elektronen durch Rückstreuung verloren geht. Spätere Messungen an einem geeichten Sekundäremissionsmonitor¹⁰⁾ ergaben, dass dieser rückgestreute Anteil etwa 12 % beträgt. Für die vorläufigen Messungen war jedoch keine genaue Absolutanzeige nötig. Auf den Faraday-Käfig war ein 2 mm starker Plastikszintillator geklebt. Dessen Aufleuchten beim Auftreffen der Elektronen kann man gut mit einer Fernsehkamera beobachten, und man erhält

auf diese Weise eine grobe Information über Lage und Querschnitt des Strahls.

Der Strahl muss praktisch auf der ganzen Länge in Vakuumrohren geführt werden. Vor allem bei niederen Energien würde sich sonst eine zu starke Verbreiterung des Strahlquerschnittes durch Vielfachstreuung ergeben. An den Stellen A, S_1 und S_2 befinden sich Fenster aus 75μ starken Titan- bzw. Kaptonfolien. Am Punkt A findet eine Trennung zwischen Synchrotron- und Strahlführungsvakuum statt.

Beim Ausmessen der Strahlposition ergibt sich die Schwierigkeit, dass diese stark von der Einstellung der Ejektionsmagnete abhängt. Begrenzungen treten dabei praktisch nur durch die Geometrie der Auslasskammer auf. Um diese Abhängigkeit festzustellen, wurden 1. und 2. Ejektionsmagnet auf max. und min. Stromwerte so eingestellt, dass sich der Strahl gerade ohne Verluste an den Wänden durch das Meßsystem bewegen konnte. Das Ergebnis einer solchen Messung bei 2 verschiedenen Energien findet man in Fig. 18. Aufgetragen sind die Lage des Strahles am Orte S_2 und die Richtung gegen die theoretische Strahlachse gemessen zwischen S_1 und S_2 . Dabei bedeuten negative Werte eine Ablage in Richtung Synchrotronmittelpunkt.

Mit dem oben geschilderten Verfahren erhält man pro Energie 4 Meßpunkte und damit einen Bereich möglicher Strahllagen. Wie man der Figur entnehmen kann, waren bei dieser Messung die Bereiche stark energieabhängig. Die theoretisch berechnete Strahlbahn existiert nur für eine mittlere Energie. Allerdings ist zu dieser Messung zu sagen, dass der Re-

generatorstrom, der ebenfalls die Richtung des Strahles beeinflusst (s. Figur 2), primär nicht proportional zur Energie eingestellt wurde, sondern auf minimalen Wert. Wegen der Zunahme der Strahlungsverluste darf der Regeneratorstrom bei HF-Abschaltung schwächer als linear mit der Energie ansteigen (s. Figur 6). Da ferner der Regeneratorstromwert nicht sehr kritisch ist, da ausserdem als weitere freie Parameter noch Position von Regenerator, 1. und 2. Ejektor vorhanden sind, demonstriert diese Messung die Schwierigkeit der Einstellung einer vorgegebenen Richtung.

b) Emittanz

Zur Messung der Phasenflächen wurde ebenfalls das System der Fig. 17 benutzt. Lediglich in der Position S_1 befindet sich jetzt eine Scheibe, auf deren Umfang etwa 40 Glasplatten befestigt sind, die fernbedient nacheinander in den Strahl gedreht werden können. Als Glasplatten wurden Objektträger verwendet, wie man sie in der Mikroskopie kennt. Das Glas wird beim Durchsetzen der Elektronen schwarz gefärbt. Die Belichtung erfolgt solange, bis eine Sättigung in der Färbung eintritt. Je nach Strahldicke und Intensität benötigt man Belichtungszeiten von 2 bis 200 sec. Man erhält mit dieser Technik eine wesentlich bessere Wiedergabe des Strahlquerschnittes als mit Filmen, da die grössere Empfindlichkeit der Filme stets zu Überbelichtungen führt. Die Glasplatten können anschliessend ausfotometriert werden und sind praktisch unbegrenzt haltbar. Eine solche Schwärzungskurve zeigt die Fig. 19.

Man erkennt gut den Sättigungsgrad in der Schwärzung. 10% der Gesamtamplitude werden als Strahlbegrenzung definiert.

Es wurde bei der Emittanzmessung nur ein Quadrupol verwendet, der in der Ebene fokussiert, in der gemessen wird. In Fig. 20 ist schematisch dargestellt, wie sich eine vorgegebene Phasenfläche durch das Meßsystem hindurchtransformiert. Der Punkt A entspricht dem Strahlaustritt aus dem Synchrotron. Im Punkte S wird die Strahlbreite in der vom Quadrupol fokussierten Ebene gemessen. Die Punkte O und B kennzeichnen Achsenlagen der Phasenflächen (Strahltaillen). Dabei ist der Punkt O durch den Ejektionsmechanismus bestimmt und daher eine Konstante des Synchrotrons. Die Lage des Punktes B ist durch eine entsprechende Quadrupoleinstellung gegeben. In S wurde die Breite $2x_m$ des Strahls als Funktion der Brennweite der Quadrupollinse gemessen. Aus diesen Messungen wurde die Phasenfläche wie folgt bestimmt. Die Phasenfläche lässt sich im Falle einer Ellipse durch die Gleichung¹¹⁾ beschreiben:

$$(1) \quad \int x^2 + 2\alpha xx' + \beta x'^2 = \mathcal{E}$$

mit
$$\int \beta - \alpha^2 = 1$$

und
$$x_{\max} = \sqrt{\mathcal{E}\beta} \quad , \quad x'_{\max} = \sqrt{\mathcal{E}\int} \quad , \quad \mathcal{E} = F/\pi = \text{konstant.}$$

Im Falle einer Achsenlage der Ellipse gilt $\alpha = 0$ und für den Punkt O z.B. heisst das

$$(2) \quad \int_0 x^2 + \beta_0 x'^2 = \mathcal{E}$$

Die Koeffizienten $\alpha_S, \beta_S, \int_S$ im Punkte S lassen sich berechnen als Funktion von β_0 und \int_0 , wenn man die Übertragungsmatrix von O nach S

kennt. Zu deren Berechnung benutzen wir die Näherung dünner Linsen für die Quadrupolmatrix. Sie ist immer dann erlaubt, wenn $k \cdot l^2 \ll 1$ ist, wobei die Linsenstärke k in m^{-2} und die Quadrupollänge l in m einzusetzen ist. In unserem Falle ist $k_{\max} = 0,8 m^{-2}$ und $l = 0,552 m$. Bei der Berechnung der Matrixkoeffizienten ergibt sich hierbei ein Fehler von max. 2 %. Die Übertragungsmatrix lautet damit

$$(3) \quad \mathcal{M}_S = \begin{pmatrix} 1 - \frac{s}{f} & s + a \left(1 - \frac{s}{f}\right) \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{a}{f} \end{pmatrix}$$

wobei $f = \left(\sqrt{k} \cdot \sin(\sqrt{k \cdot l})\right)^{-1}$ die Brennweite der Linse ist.

Für die Stelle S gilt damit

$$\varepsilon \beta_s = x_m^s{}^2 = \varkappa^2 \varepsilon \beta_0 + (s + a \varkappa)^2 \varepsilon \beta_0$$

mit

$$\varkappa = 1 - \frac{s}{f}$$

Für den Spezialfall $b = s$ liegt im Punkte S eine Achsenlage der Ellipse vor. Demzufolge muss x_m^s an dieser Stelle ein Minimum annehmen für die Brennweite $f = f_0$. Es gilt also

$$(4) \quad \frac{d x_m^s{}^2}{d(1/f)} \Big|_{f=f_0} = 0 \quad \text{und daraus} \quad 1 - \frac{s}{f_0} = \frac{a s}{a^2 + \beta_0^2}$$

Hier in unserem Fall ist β_0 ungefähr 1 m und a ca. 7 m. Daher wird in erster Näherung mit $\beta_0^2 \ll a^2$

$$(5) \quad \frac{1}{f_0} = \frac{1}{a} + \frac{1}{s} \quad ,$$

d.h. die Lage der Strahlteile ist durch die übliche Linsengleichung gegeben.

Trägt man in einem Diagramm die am Orte S gemessenen x_m^{s2} gegen $1/f$ auf, so findet man im Minimum der Kurve die halbe Breite x_m des Strahls, $1/f_0$ und damit auch a (vgl. Fig. 21 und 22). Da a konstant ist, lässt sich jetzt zu jedem f das zugehörige b gemäss der Gleichung

$$(6) \quad 1/f = 1/a + 1/b$$

finden. Mit dieser Bedingung wird die Übertragungsmatrix von O nach B

$$(7) \quad M_B = \begin{pmatrix} 1 - \frac{b}{f} & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{a}{f} \end{pmatrix} .$$

Zur Berechnung der Emittanz fehlt uns im Falle $f = f_0$ noch die Grösse x'_m . Diese können wir folgendermassen aus den Meßdaten gewinnen:

Zunächst ersetzt man im Punkte B die Ellipse durch ein Rechteck, um die Rechnung etwas zu vereinfachen. Den Fehler, den man dadurch macht, kann man sicherlich vernachlässigen, da das gesamte Verfahren nur eine Abschätzung der Emittanz liefern soll.

Mit Hilfe der Transformation (7) erhalten wir aus den Extrempunkten $\begin{pmatrix} 0 \\ x_1^{o'} \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} x_2^o \\ 0 \end{pmatrix}$ des Rechtecks in O die Werte

$$(8) \quad x_2^{o'} = \left| 1 - \frac{b}{f} \right| x_2^o \quad \text{und} \quad x_1^{o'} = \left| 1 - \frac{a}{f} \right| x_1^{o'}$$

des Parallelogramms in B, die für eine Inhaltsberechnung erforderlich sind. Für den Spezialfall $s = b$ finden wir in S entsprechend

$$(9) \quad \bar{x}_{m,2} = \left| 1 - \frac{s}{f_0} \right| x_2^o ; \quad \bar{x}'_{m,1} = \left| 1 - \frac{a}{f_0} \right| x_1^{o'}$$

Dabei wird \bar{x}_m durch die Messung ermittelt (s. oben). Das Produkt $\bar{x}_m \cdot \bar{x}'_m$ ergibt die gesuchte Emittanz.

Wir betrachten nun den speziellen Punkt $\begin{pmatrix} x_m^b \\ x_m^{b'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_2^b \\ x_1^{b'} \end{pmatrix}$ in B.

Durch die Transformation von B nach S wird daraus

$$(10) \quad \begin{pmatrix} x_m^s \\ x_m^{s'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |s-b| x_m^{b'} + x_m^b \\ x_m^{b'} \end{pmatrix}$$

wobei x_m^s wieder eine gemessene Grösse ist (Fig. 20). Mit den Beziehungen (5), (6), (8), (9) und (10) und den Abkürzungen

$$\xi = x_m^s - \frac{b}{s} x_m^{\bar{b}} \quad \text{und} \quad \zeta = \left| 1 - \frac{s}{b} \right|$$

findet man schliesslich

$$(11) \quad \xi = s \bar{x}_m' \zeta$$

In den Fig. 21 und 22 ist ξ als Funktion von ζ bei verschiedenen Energien aufgetragen. Man sieht, dass die Punkte gut auf einer Geraden liegen. Damit ist gleichzeitig gezeigt, dass die Annäherung der Ellipsen durch Rechtecke keinen grossen Fehler ergibt.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse für 3 verschiedene Energien zusammengetragen:

Energie GeV	f_o (hor) m	f_o (vert) m	a(hor) m	a(vert) m	ξ (hor) mm x mrad	ξ (vert)
2,57	3,18	3,15	5,94	5,84	0,35	0,82
4,03	3,51	3,43	7,20	6,88	0,36	0,34
5,14	3,53	3,45	7,31	6,98	0,36	0,43

Wie man sieht, ist die Emittanz in horizontaler Richtung konstant, hingegen nimmt sie etwa zwischen 3,0 und 4,0 GeV ein Minimum an. Bei die-

sen Energien hat der Elektronenstrahl im Synchrotron infolge der Dämpfung der Betatronschwingungen seine geringste Ausdehnung. Bei höheren Energien tritt eine Entdämpfung der Betatronamplituden infolge der Strahlungsverluste auf.

In horizontaler Richtung sind diese Einflüsse ohne Bedeutung, da durch den Regenerator gerade Betatronschwingungen angeregt werden, um den Strahl ejizieren zu können. Deshalb muss man hier eine konstante Phasenfläche erwarten.

c) Allgemeine Eigenschaften und Ausbeute

In den Fig. 23 und 24 sind noch die Phasenflächen im Punkte A zusammengestellt, die aufgrund der Meßergebnisse berechnet werden konnten. Diese Phasenflächen dienten als Ausgangspunkt zur Berechnung eines Strahltransportsystems, das für ein Experiment mit dem äusseren Elektronenstrahl benötigt wurde. Das Transportsystem sollte in der Lage sein, eine Energieausblendung von $\pm 0.5\%$ vorzunehmen und gleichzeitig den Strahl am Targetort auf etwa 2 mm vertikal und 4 mm horizontal zu begrenzen. Diese Werte konnten ohne Schwierigkeiten erreicht werden, was nach der obigen Auswertung zu erwarten ist. Die berechneten Linsenströme stimmten auf etwa 10 % mit den tatsächlichen überein.

Während der obigen Messungen wurden die Elektronen mit Hilfe von Hochfrequenzabschaltung aus dem Synchrotron ejiziert. Ohne besonderes Abschaltprogramm von Seiten der HF erhält man dabei eine Burstlänge von 10 bis 20 μsec , d.h. die Elektronen werden über 10 bis 20 Umläufe ejiziert. Ein Abschaltprogramm der HF (welches Strahlungsverluste und

ähnliches berücksichtigt) lässt die Impulsdauer auf etwa 500 μ sec ansteigen. Die Struktur ist dabei durch beamloading-Effekte etwas zerrissen. Eine gleichmässige Struktur eines langen Bursts lässt sich mittels des sog. beam bumps erreichen, der am Ort des Regenerators erzeugt werden muss (s.o.), was jedoch bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht untersucht werden konnte.

Die Ausbeute des ejizierten Strahles betrug mehr als 50 %. Mit Hilfe des verbesserten Faraday-Käfigs¹⁰⁾ lässt sich zwar die Strahlintensität auf ± 1 % genau bestimmen, die Einrichtung zur Messung des Strahlstromes im Synchrotron erlaubte bisher aber keine genauere Aussage.

Anhang

Horizontale
Übertragungsmatrizen:

$$\begin{array}{l}
 1. \text{ Ejekt. - 2. Ejekt.} \quad \begin{pmatrix} 1,9695 & 0,8319 \\ 3,4607 & 1,9695 \end{pmatrix} \quad \begin{bmatrix} - & \text{cm/mrad} \\ \text{mrad/cm} & - \end{bmatrix} \\
 2. \text{ Ejekt. - Anf. Sektor 8} \quad \begin{pmatrix} - 0,1206 & 0,4297 \\ - 2,3533 & 0,0936 \end{pmatrix} \\
 \text{Anf. - Ende Sektor 8} \quad \begin{pmatrix} 0,956 & - 0,0191 \\ 4,69 & 0,956 \end{pmatrix}
 \end{array}$$

Die Matrix durch den Sektor 8 gilt wegen des Streufeldes nur in nächster Umgebung der in obigen Bildern wiedergegebenen Bahn. Der durch diesen Sektor erzeugte Impulsvektor lautet $\begin{pmatrix} 0,58 \text{ cm} \\ 2,8 \text{ mrad} \end{pmatrix} 100 \cdot \frac{p}{p}$.

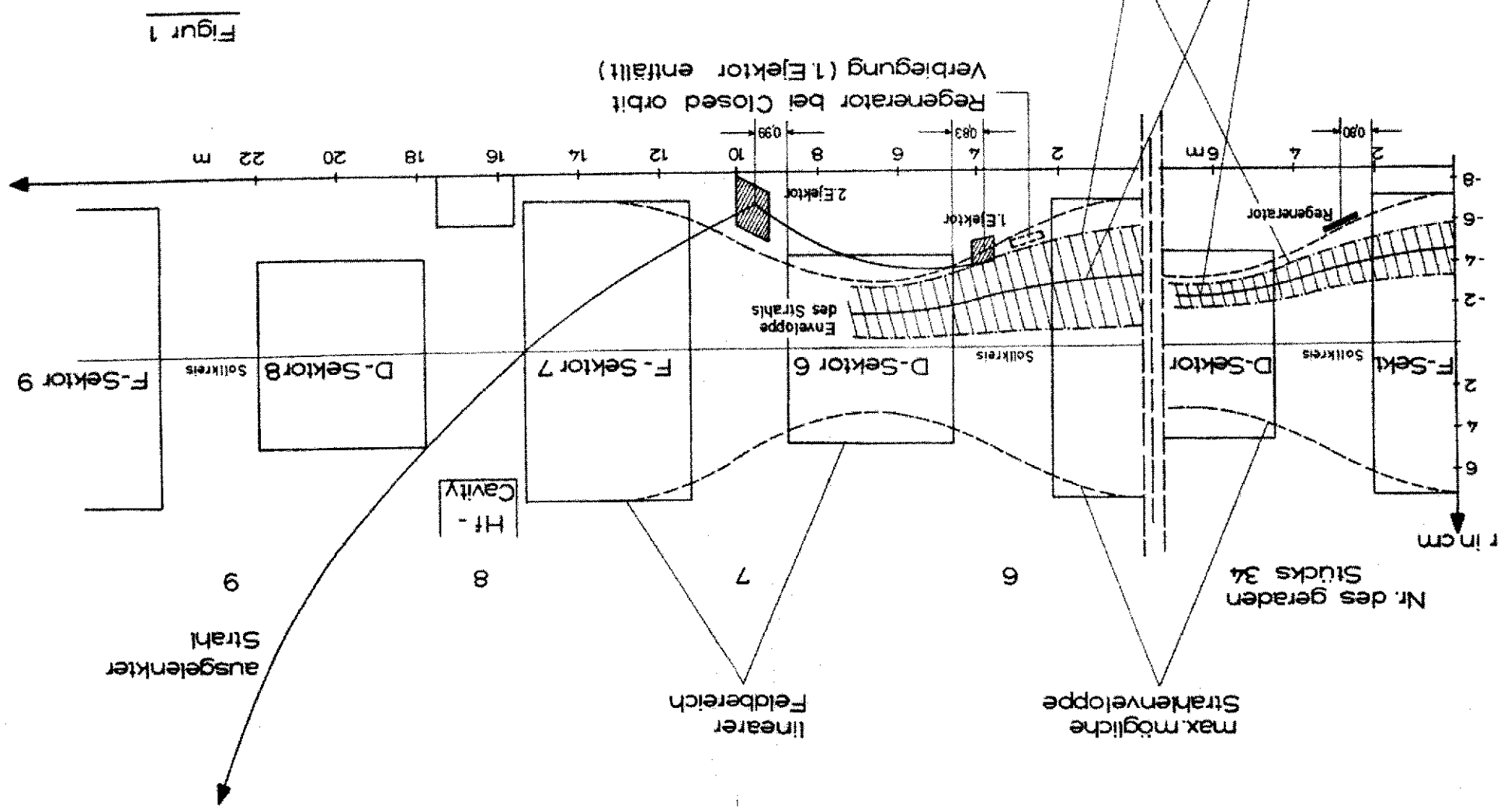
Für die vertikale Richtung wurde, da keine Streufeldrechnung vorhanden war, vom 1. Ejektor bis zum Ende des Sektors 8 die Phasenfläche um den Betrag gedreht, um den sich die entsprechende horizontale Fläche dreht.

Ablenkwinkel, Feldstärke und Stromstärke der Ejektionsmagnete:

$$\begin{array}{l}
 \mathcal{E}_i = 0,3 \frac{B l}{E} \\
 I = \frac{104}{4 \sqrt{r}} B h \\
 \mathcal{E}_i \quad \text{in mrad} \\
 B \quad \text{in K Gauß} \\
 l \quad \text{Länge in cm} \\
 h \quad \text{Gaphöhe in cm} \\
 E \quad \text{Energie in GeV} \\
 I \quad \text{in Ampère}
 \end{array}$$

Literatur

- 1) P.F. Cooper, R. Wilson: CEA - 53, März 1958
- 2) K.W. Robinson: CEA - 57, April 1958
- 3) K.W. Robinson: CEA - 72, Februar 1959
- 4) F.W. Brasse, K.G. Steffen: DESY A 2.52, November 1959
- 5) F.W. Brasse: DESY A 2.55, Dezember 1959
- 6) F.W. Brasse: DESY A 2.66, Juli 1960
- 7) F.W. Brasse, G.E. Fischer, M. Fotino, K.W. Robinson:
CEAL - 1006, September 1963
- 8) Transactions on Nuclear Science 12(1965), 931
- 9) Intermetall Sonderdruck 7/1961
- 10) A. Ladage und H. Pingel: DESY A 65/12, August 1965
- 11) W. Schmidt: DESY A 2.100, Juni 1963.

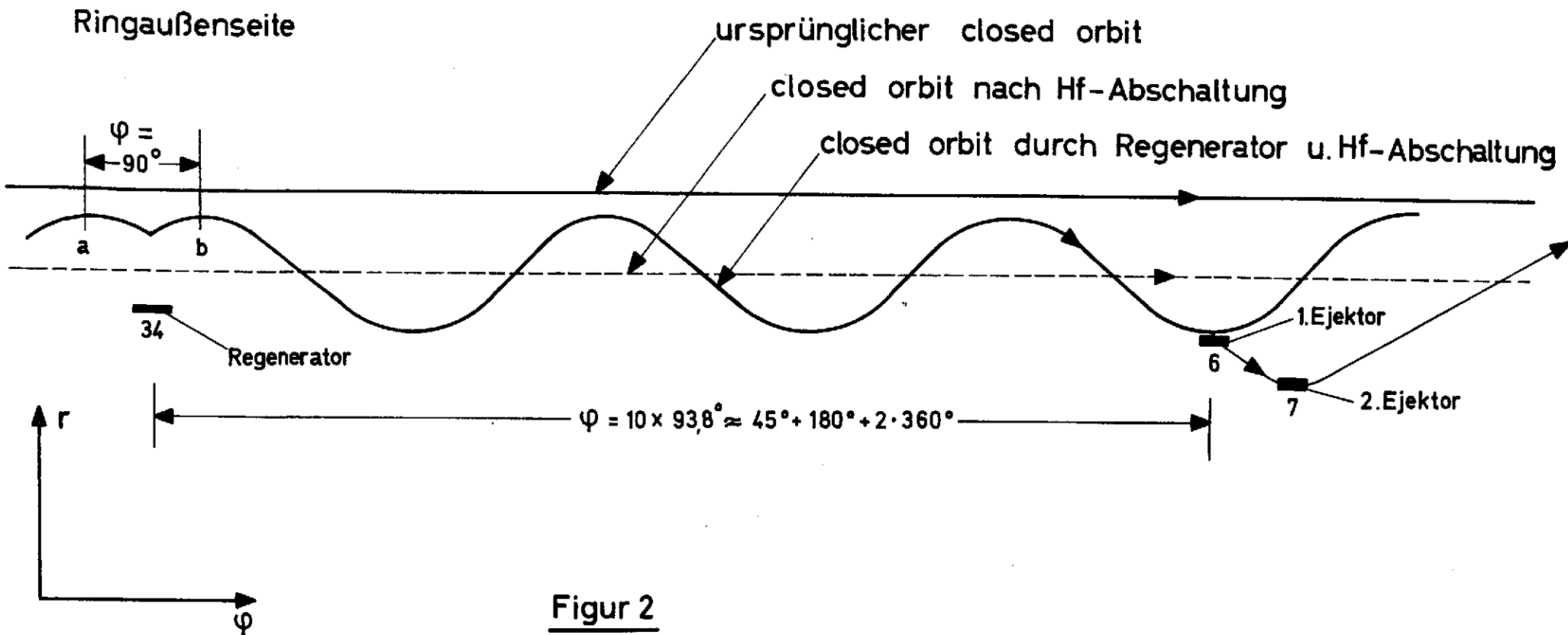


Figur 1

Strahlenveloppe nach plötzlicher HF-Abschaltung und Beginn der Resonanz durch Regenerator

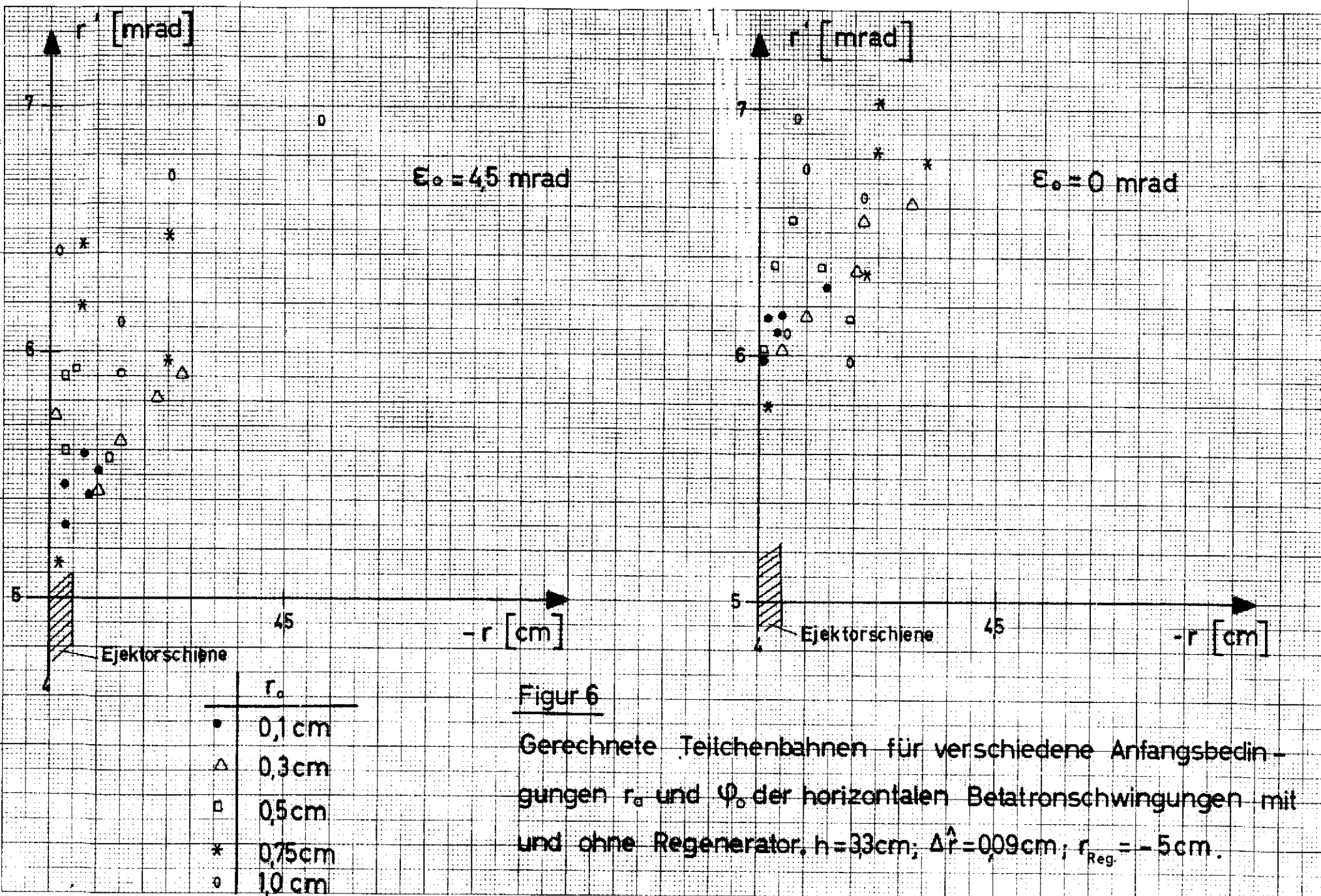
Closed orbit nach HF-Abschaltung, infolge von Energieabstrahlung und Magnetfeldanstieg abgewandert.

Abwanderung des Strahls am Regenerator und 1. Ejektor und ausgelenkter Strahl.



Figur 2

Veränderung des closed orbit durch Regenerator und Hf-Abschaltung (Struktur durch \sqrt{B} vernachlässigt) und relative Lage von Regenerator und 1.Ejektor in Betatronschwingungsphase φ . Außerhalb a,b 6 volle Betatronschwingungen.

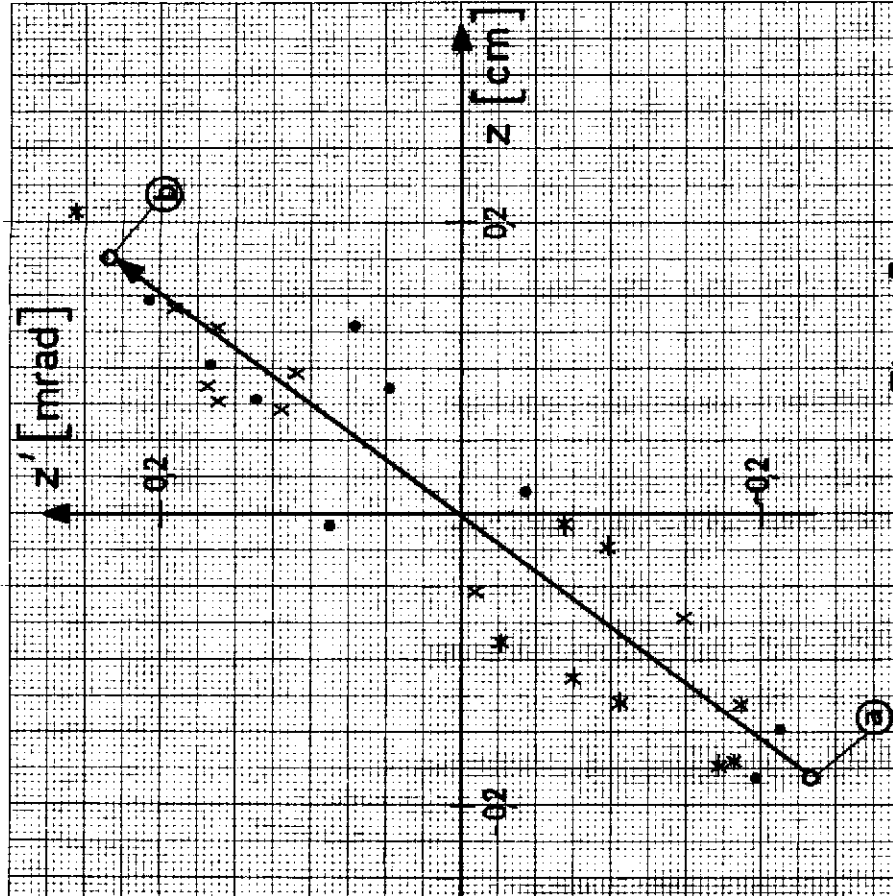
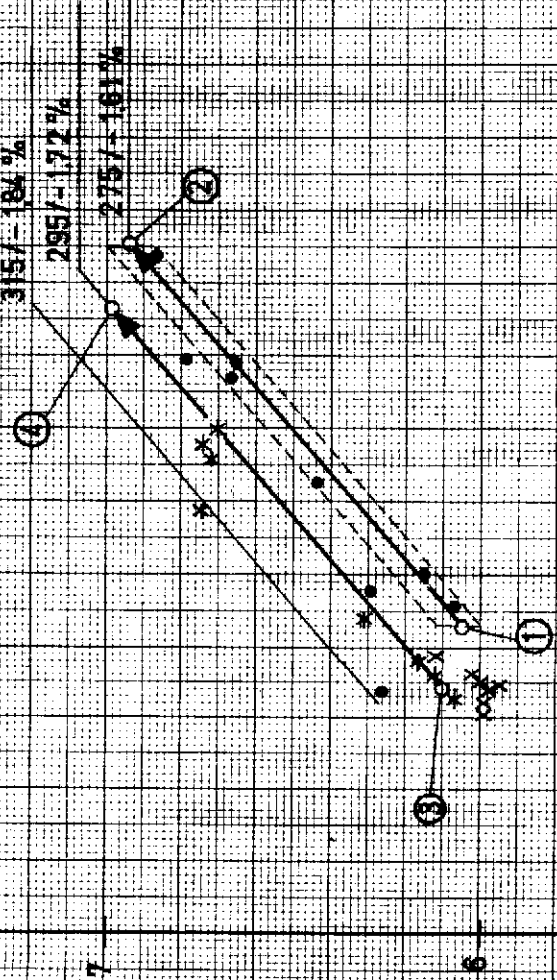


Figur 6

Gerechnete Teilchenbahnen für verschiedene Anfangsbedingungen r_0 und ψ_0 der horizontalen Betatronschwingungen mit und ohne Regenerator. $h = 33 \text{ cm}$; $\Delta \hat{r} = 0,09 \text{ cm}$; $r_{\text{Reg}} = -5 \text{ cm}$.

$E_0 = 4 \text{ mrad}$	r_0
$r_{\text{Reg}} = 35 \text{ cm}$	x 0.1 cm
$Z_0 = 0.1 \text{ cm}$	* 0.4 cm
$Q_r = 6.25$	• 0.7 cm
$Q_z = 6.27$	

$r' \text{ [mrad]}$



Figur 5

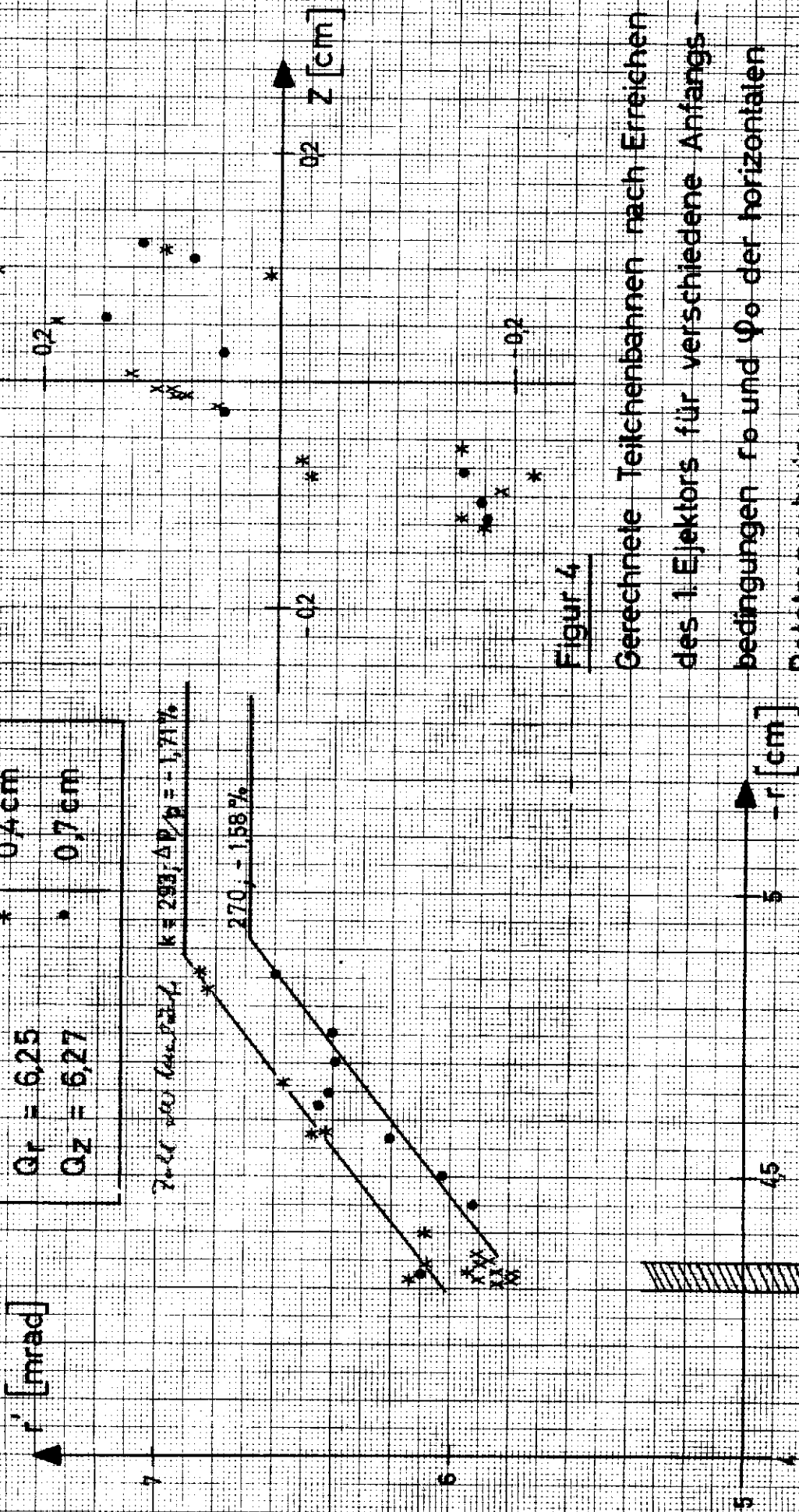
Gerechnete Teilchenbahnen nach Erreichen des 1. Ejektors für verschiedene Anfangsbedingungen r_0 und φ_0 der horizontalen Betatronschwingungen.

$h = 2.0 \text{ cm}; \Delta r = 0.01 \text{ cm}$

Ejektorschleife

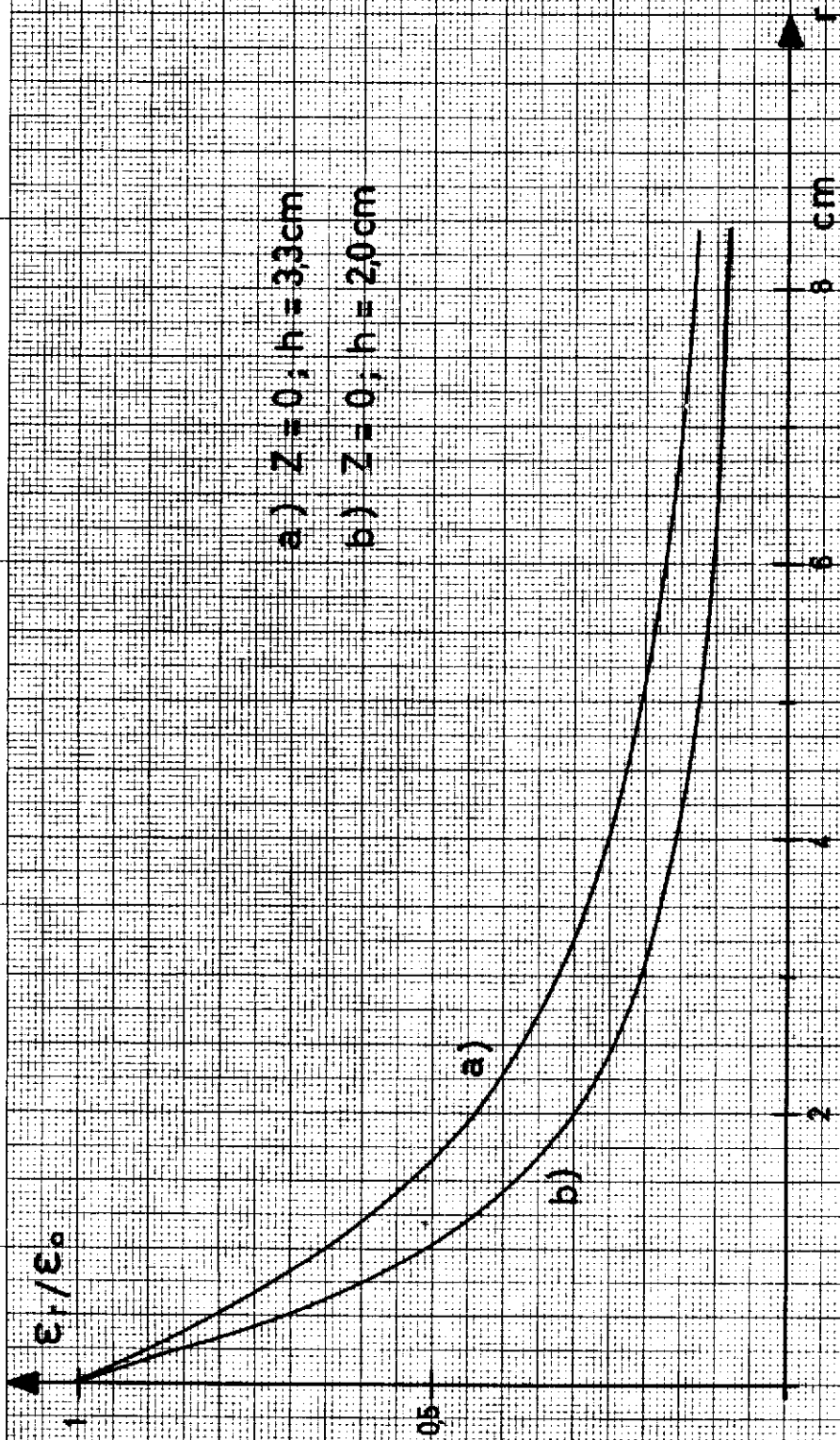
$E_0 = 4 \text{ mrad}$	r_0
$r_{\text{Reg}} = 3,5 \text{ cm}$	* 0,1 cm
$Z_0 = 0,1 \text{ cm}$	* 0,4 cm
$Q_r = 6,25$	* 0,7 cm
$Q_z = 6,27$	

Z-Teil des Gesamtfelds $k = 293; \Delta P/P = -1,71\%$



Figur 4

Gerechnete Teilchenbahnen nach Erreichen
des 1. Ejektors für verschiedene Anfangs-
bedingungen r_0 und ψ_0 der horizontalen
Betatronschwingungen.
 $h = 2,5 \text{ cm}; \Delta \hat{r} = 0,01 \text{ cm}$

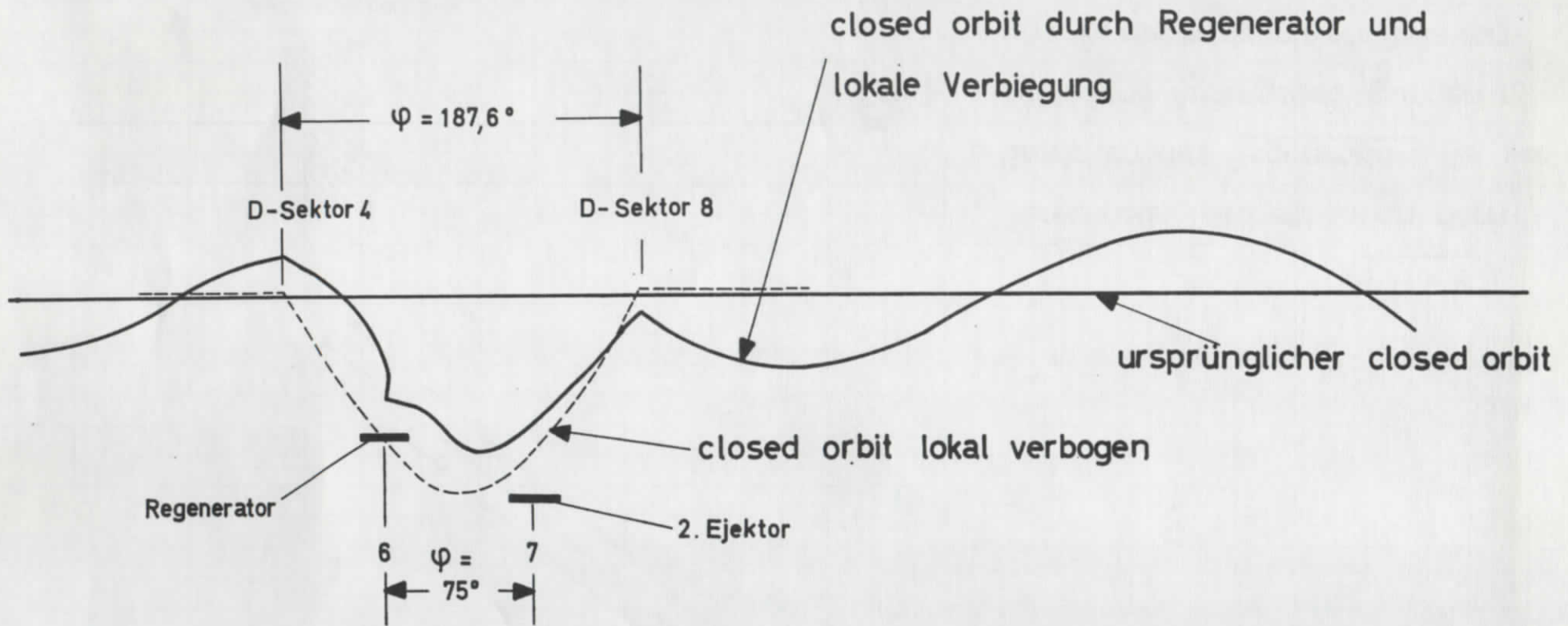


a) $Z=0; h=33\text{cm}$

b) $Z=0; h=20\text{cm}$

Figur 3

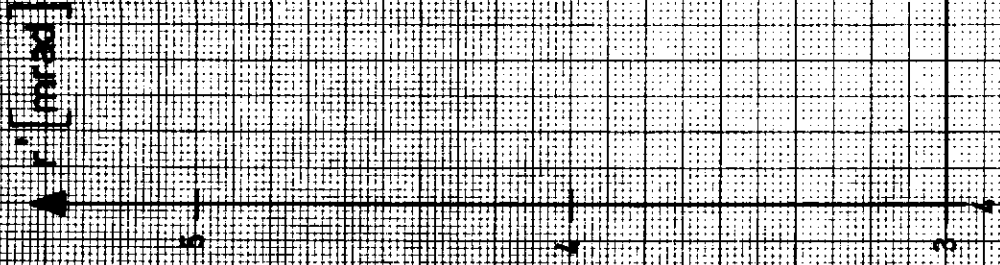
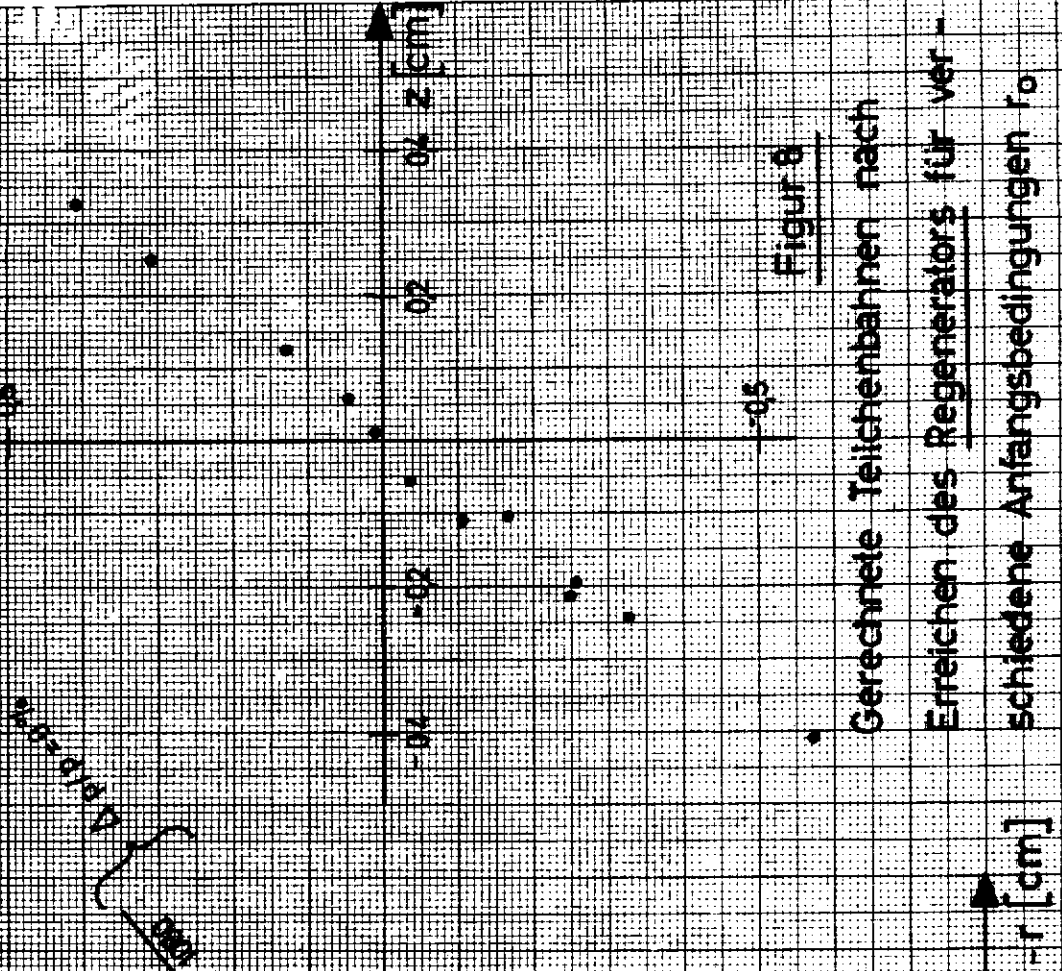
Magnetfeldverlauf der Stromschiene



Figur 7

Veränderung des closed orbit durch Regenerator und Verbiegung und relative Lage vor Regenerator und 2.Ejektor (Struktur durch $\sqrt{\beta}$ vernachlässigt)

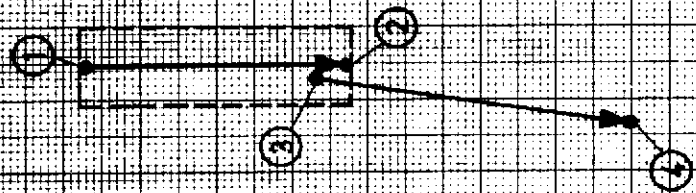
$\epsilon_0 = 45 \text{ mrad}$	$r_0 = 0 \text{ cm}$
$Z_0 = 01 \text{ cm}$	$\times 05 \text{ cm}$
$\sigma_1 = 02 = 6,25$	$\sigma = 10 \text{ cm}$



Figur 8

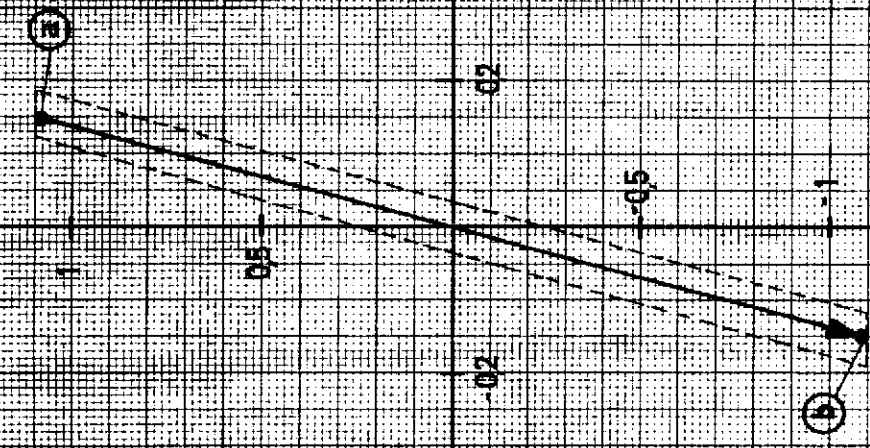
Gerechnete Teilchenbahnen nach Erreichen des Regenerators für verschiedene Anfangsbedingungen r_0 und φ_0 der horizontalen Betatronschwingungen. $n=33$; $\Delta r = 0,001 \text{ cm}$

r' [mrad]



51 52 53
15 15.5 16
 r [cm]

z' [mrad]



0.7 0.2 0.2 0.7
 z [cm]

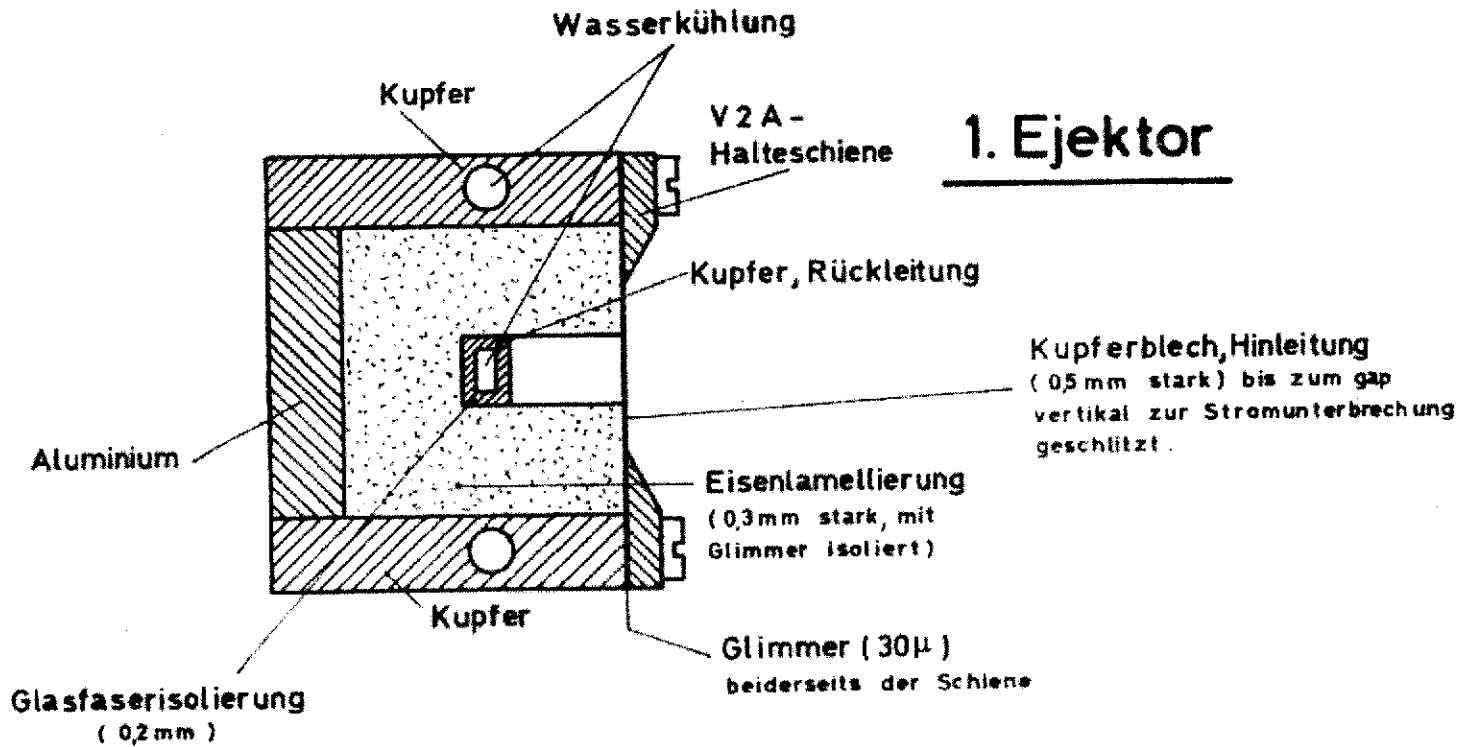
Figur 9

Teilchenbahnen ① bis ④ und ③, ④ der

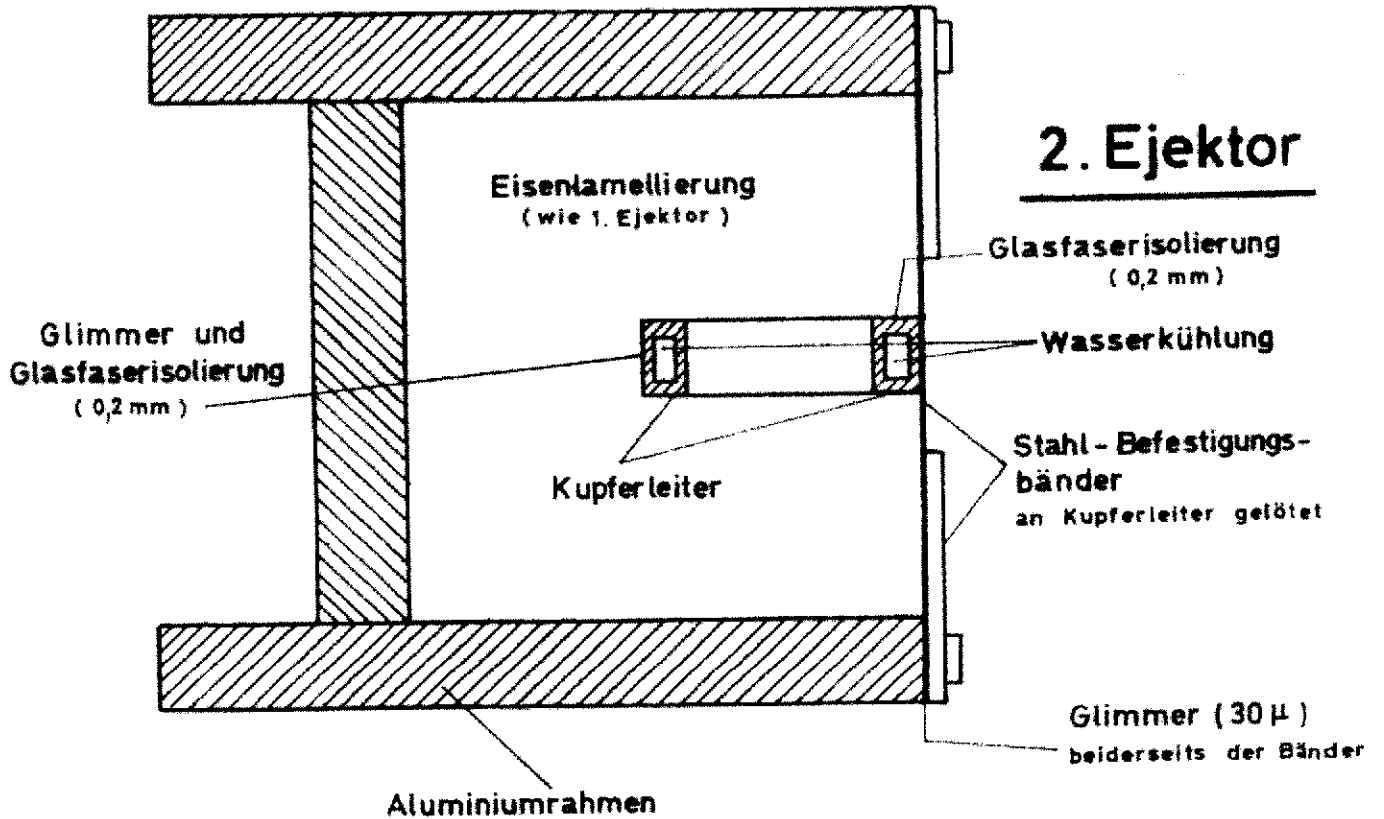
Figur 5 am Austritt aus dem Synchrotron
(Ende Sektor 8).

$\epsilon_1 = 3$ mrad $\epsilon_2 = 23$ mrad.

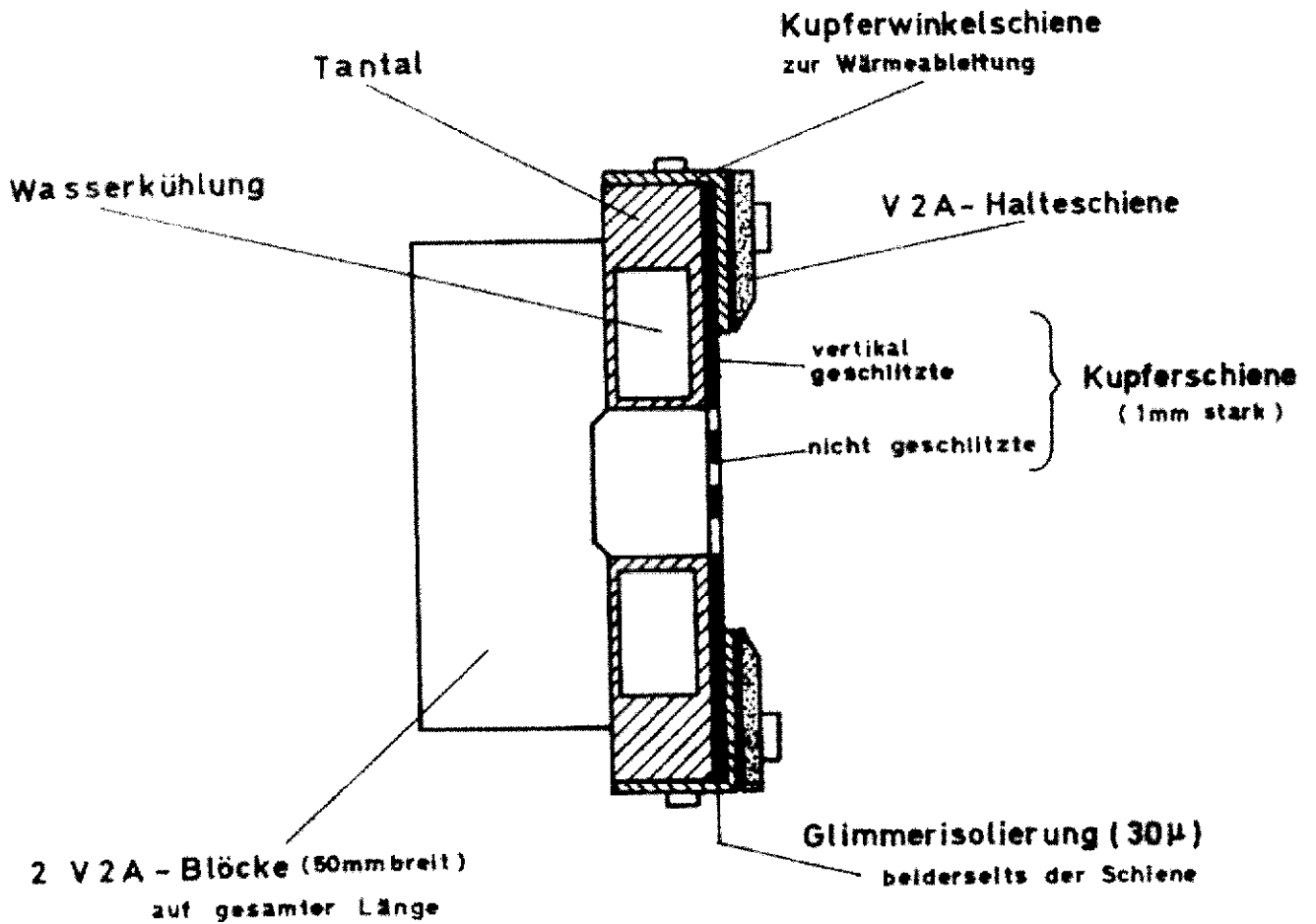
1. Ejektor



2. Ejektor



Regenerator



0 1 2 3 cm

Figur 10

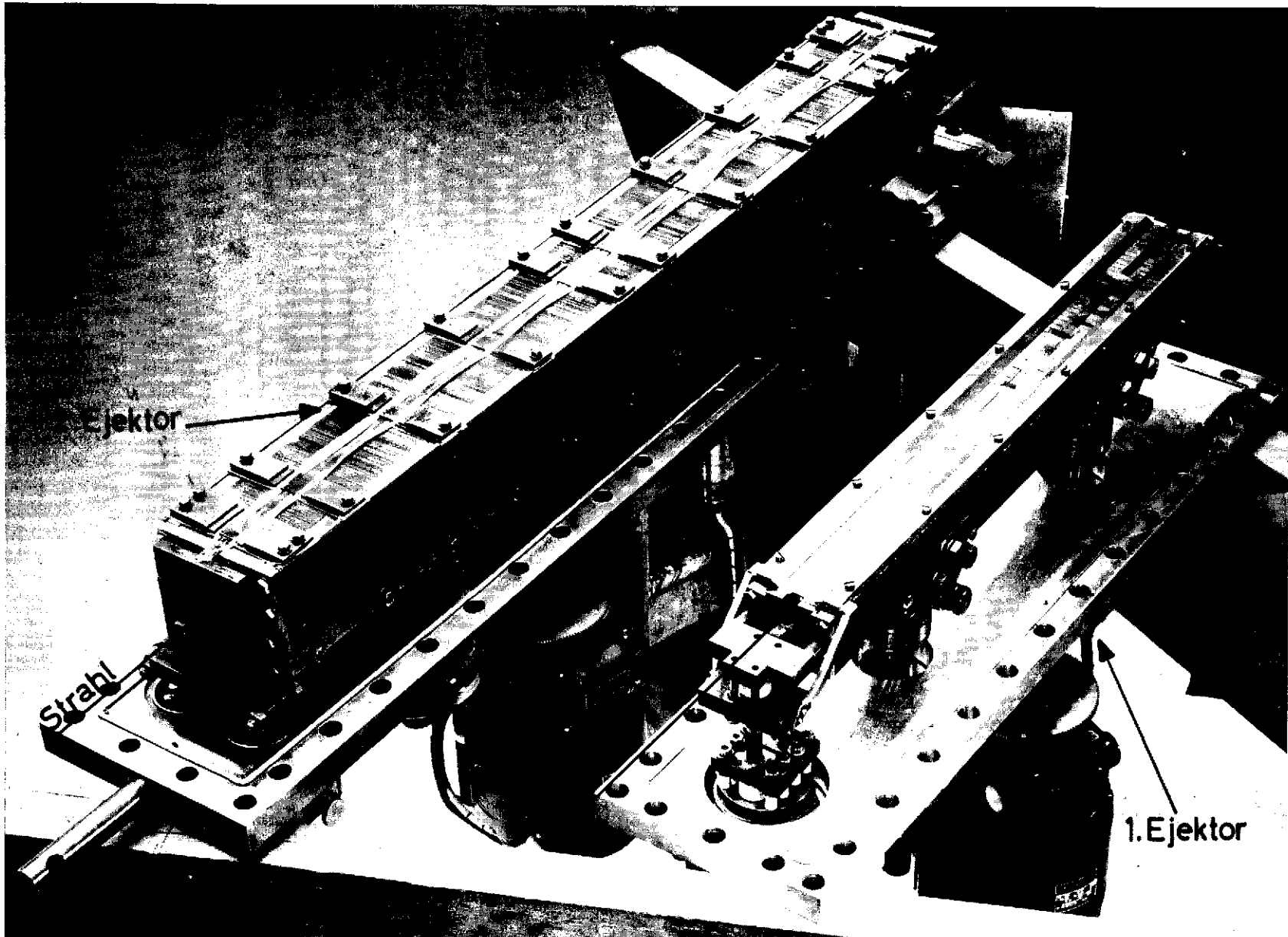


Bild 11

Schrägansicht der beiden
Ejektionsmagnete

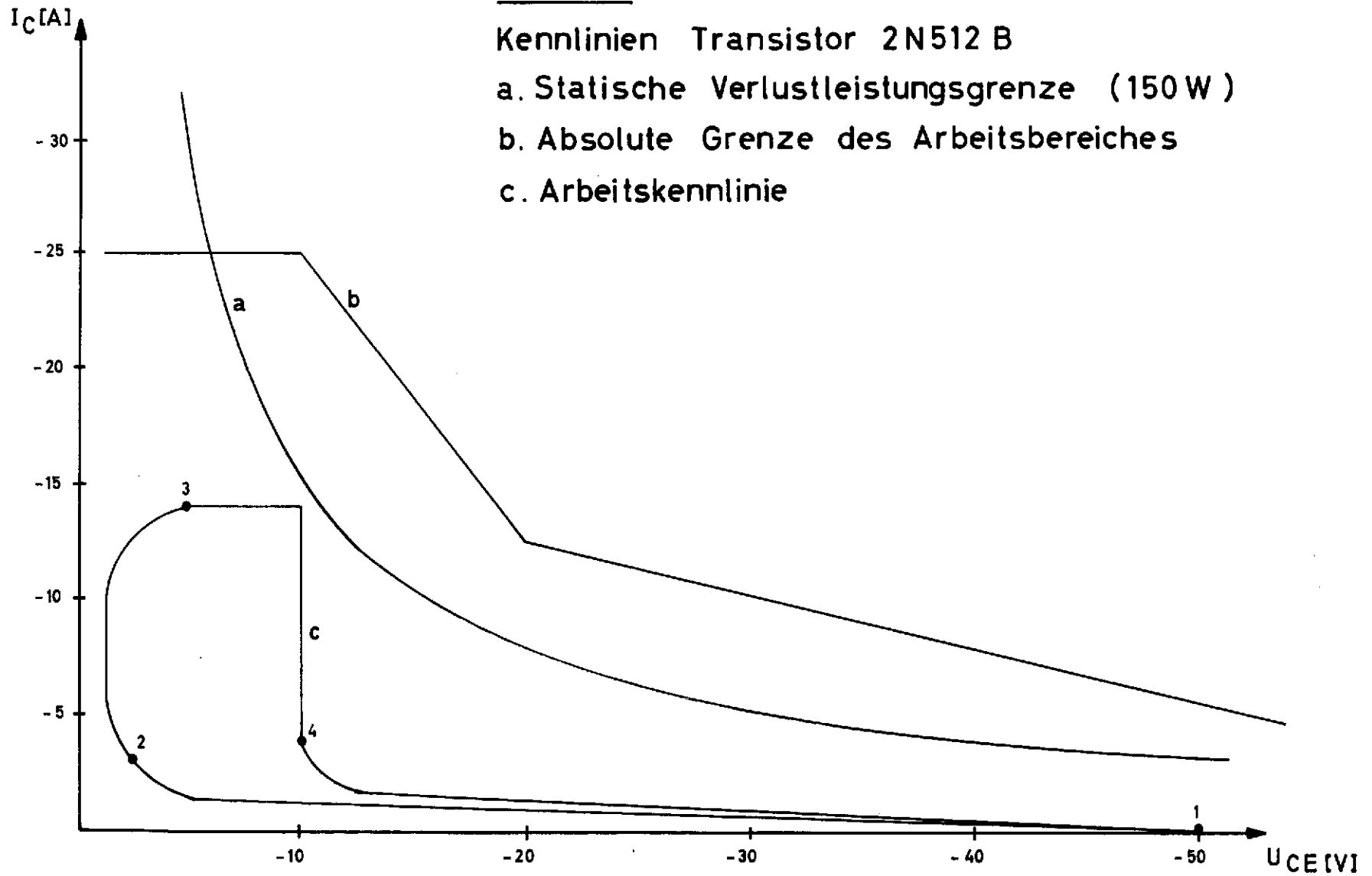
Figur 12

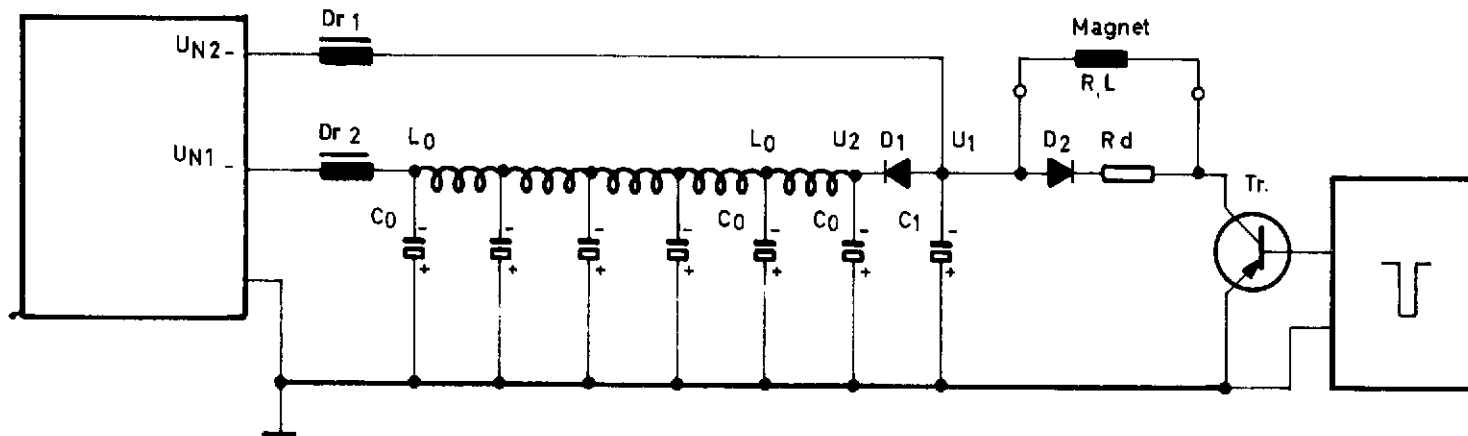
Kennlinien Transistor 2N512 B

a. Statische Verlustleistungsgrenze (150 W)

b. Absolute Grenze des Arbeitsbereiches

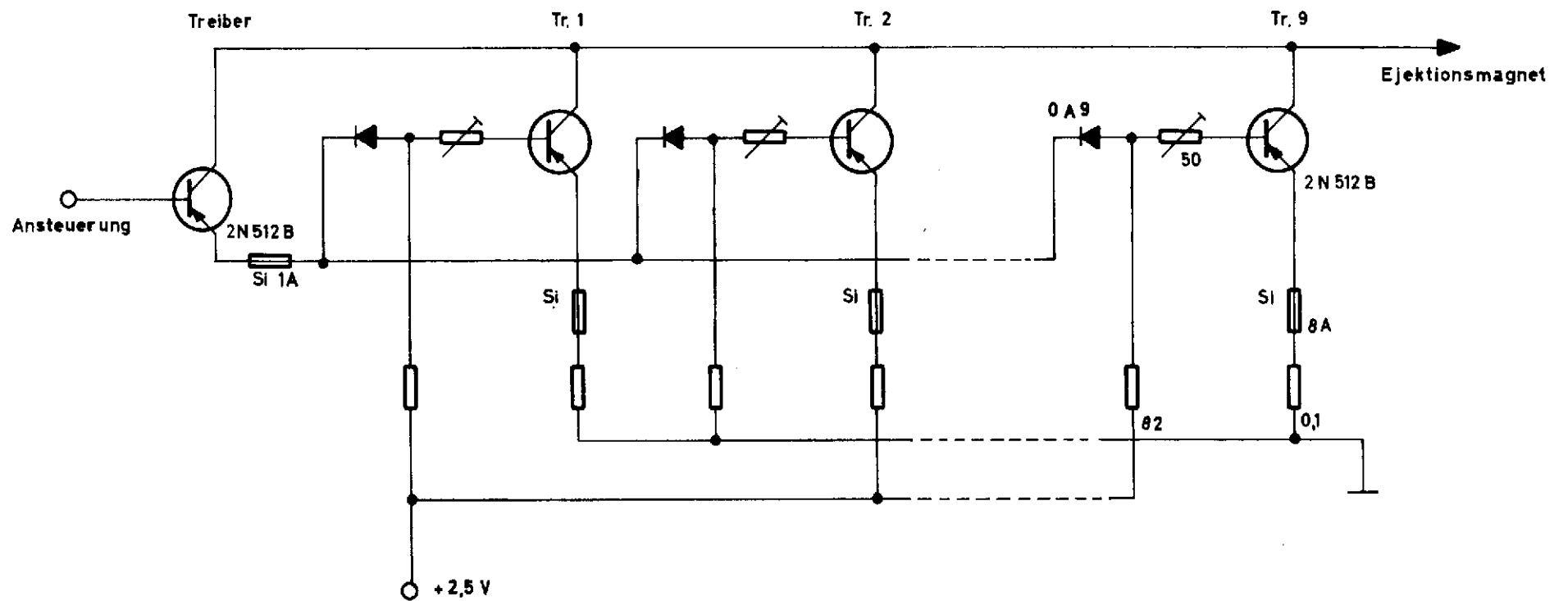
c. Arbeitskennlinie



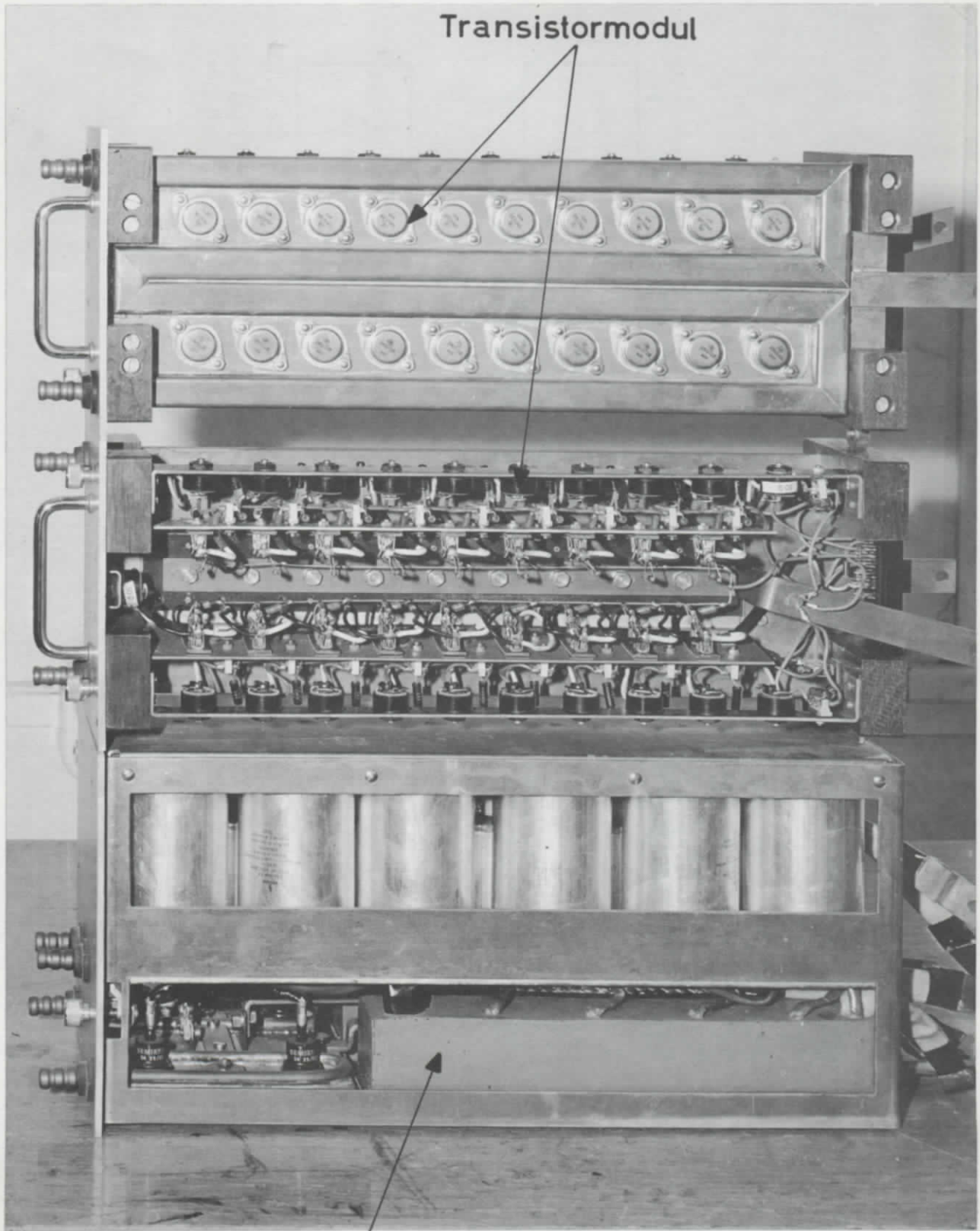


Figur 13

Prinzipschaltbild des Pulsers



Figur 14
Transistormodul



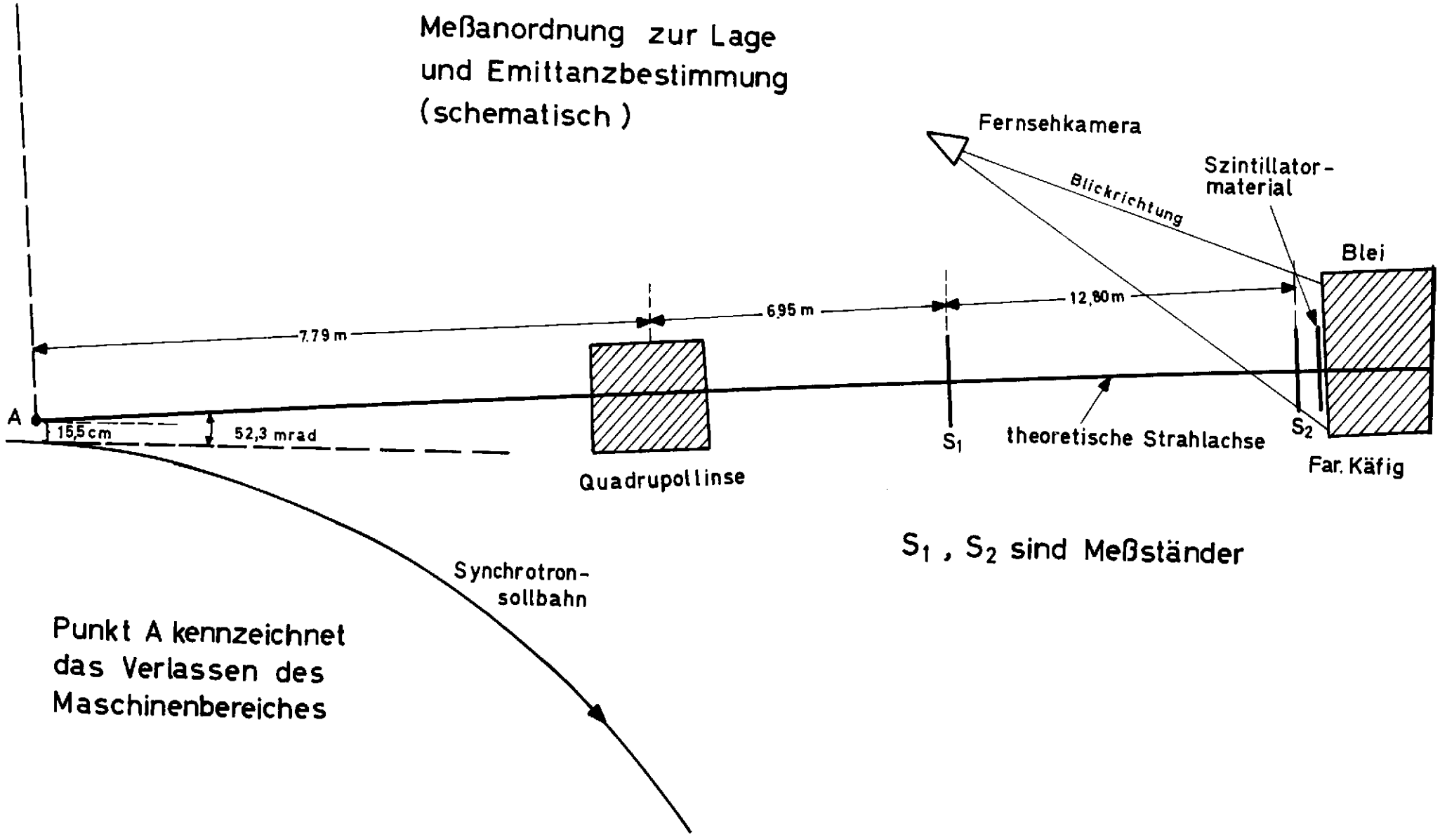
Transistormodul

Kondensatormodul

Figur 15

Figur 17

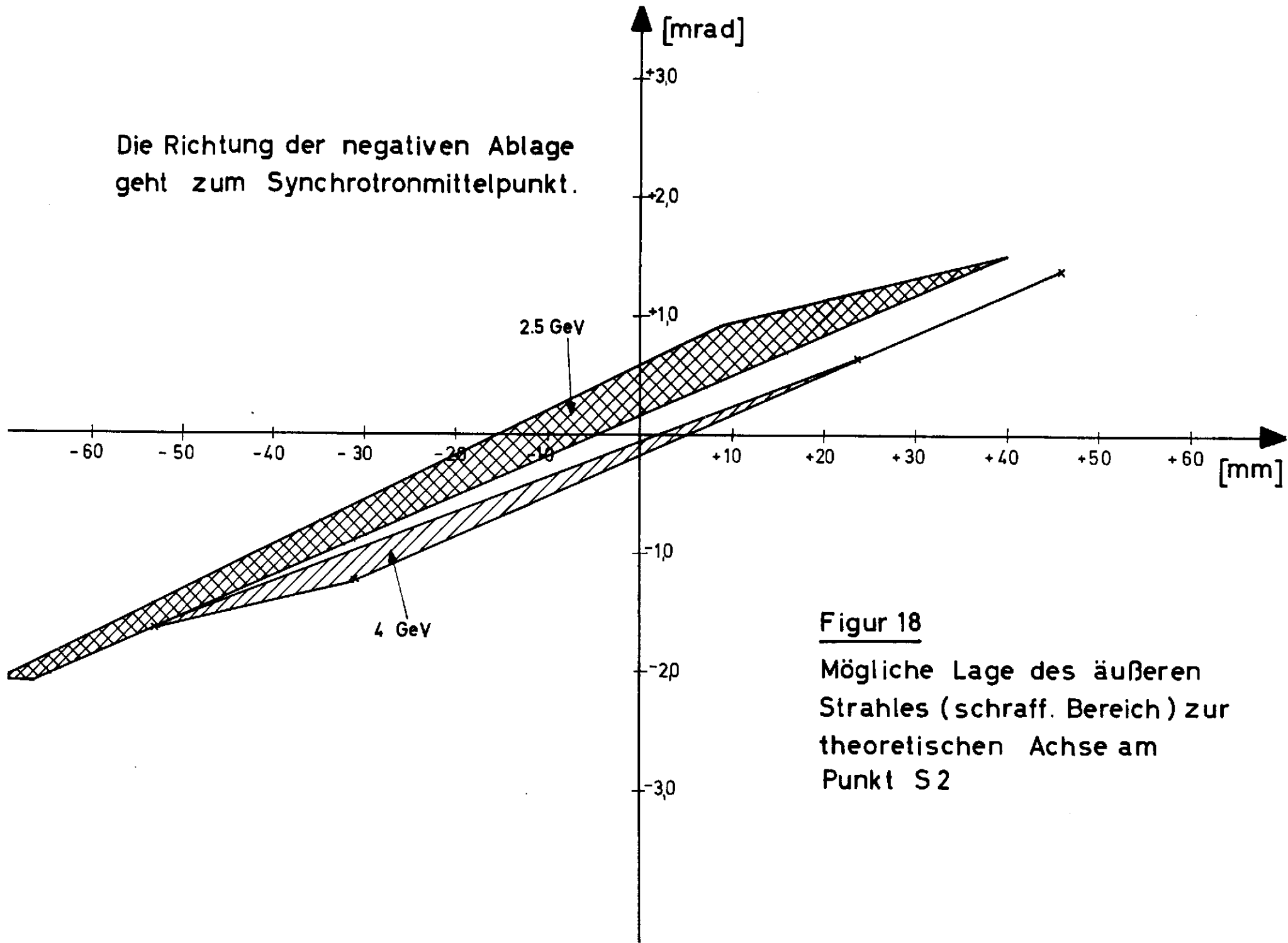
Meßanordnung zur Lage
und Emittanzbestimmung
(schematisch)



S₁ , S₂ sind Meßstände

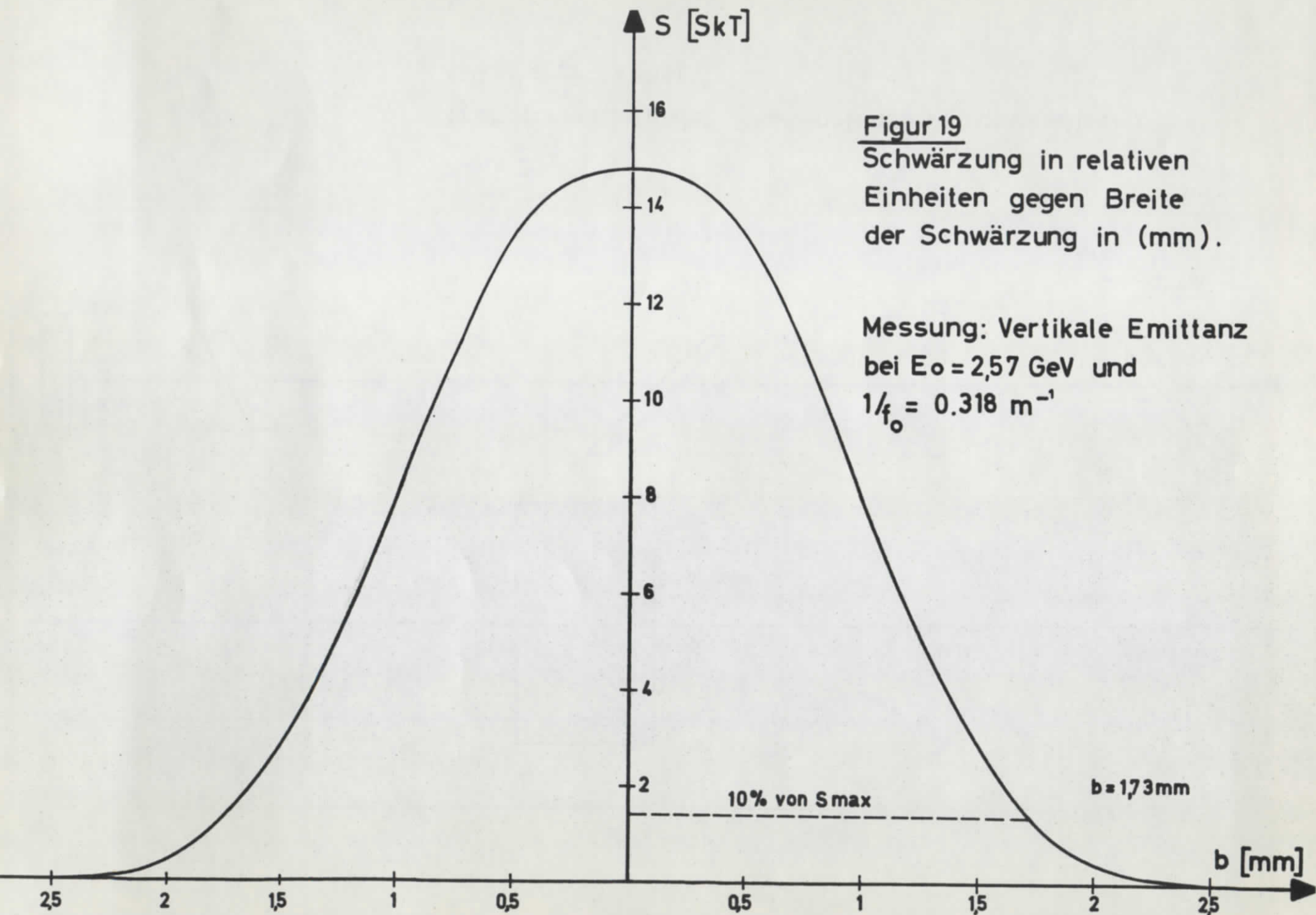
Punkt A kennzeichnet
das Verlassen des
Maschinenbereiches

Die Richtung der negativen Ablage geht zum Synchrotronmittelpunkt.



Figur 18

Mögliche Lage des äußeren Strahles (schraff. Bereich) zur theoretischen Achse am Punkt S2

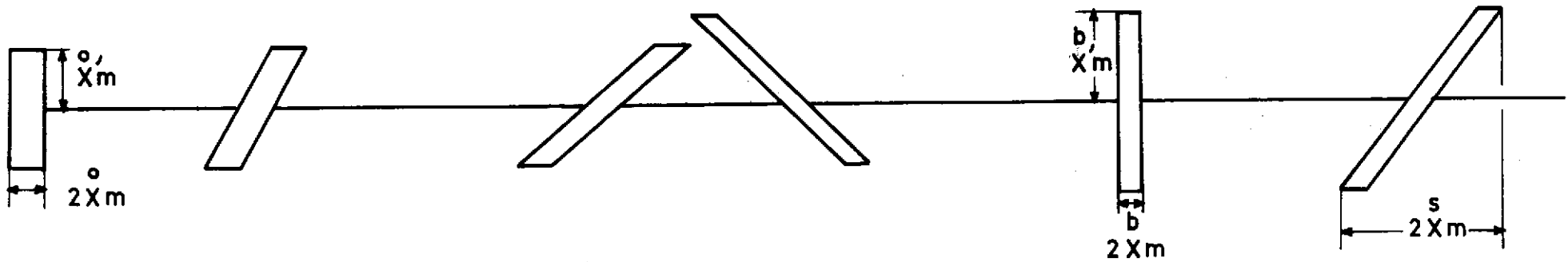
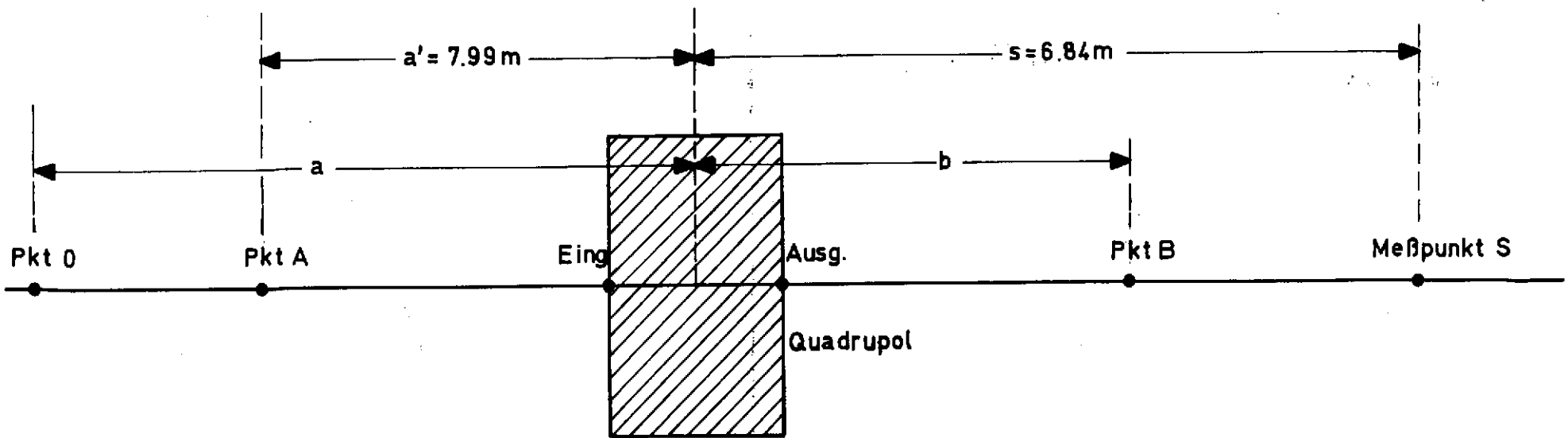


Figur 19
Schwärzung in relativen Einheiten gegen Breite der Schwärzung in (mm).

Messung: Vertikale Emittanz bei $E_0 = 2,57$ GeV und $1/f_0 = 0.318$ m⁻¹

$b = 173$ mm

10% von S max



Figur 20

Transformation der Phasenellipsen (schematisch)

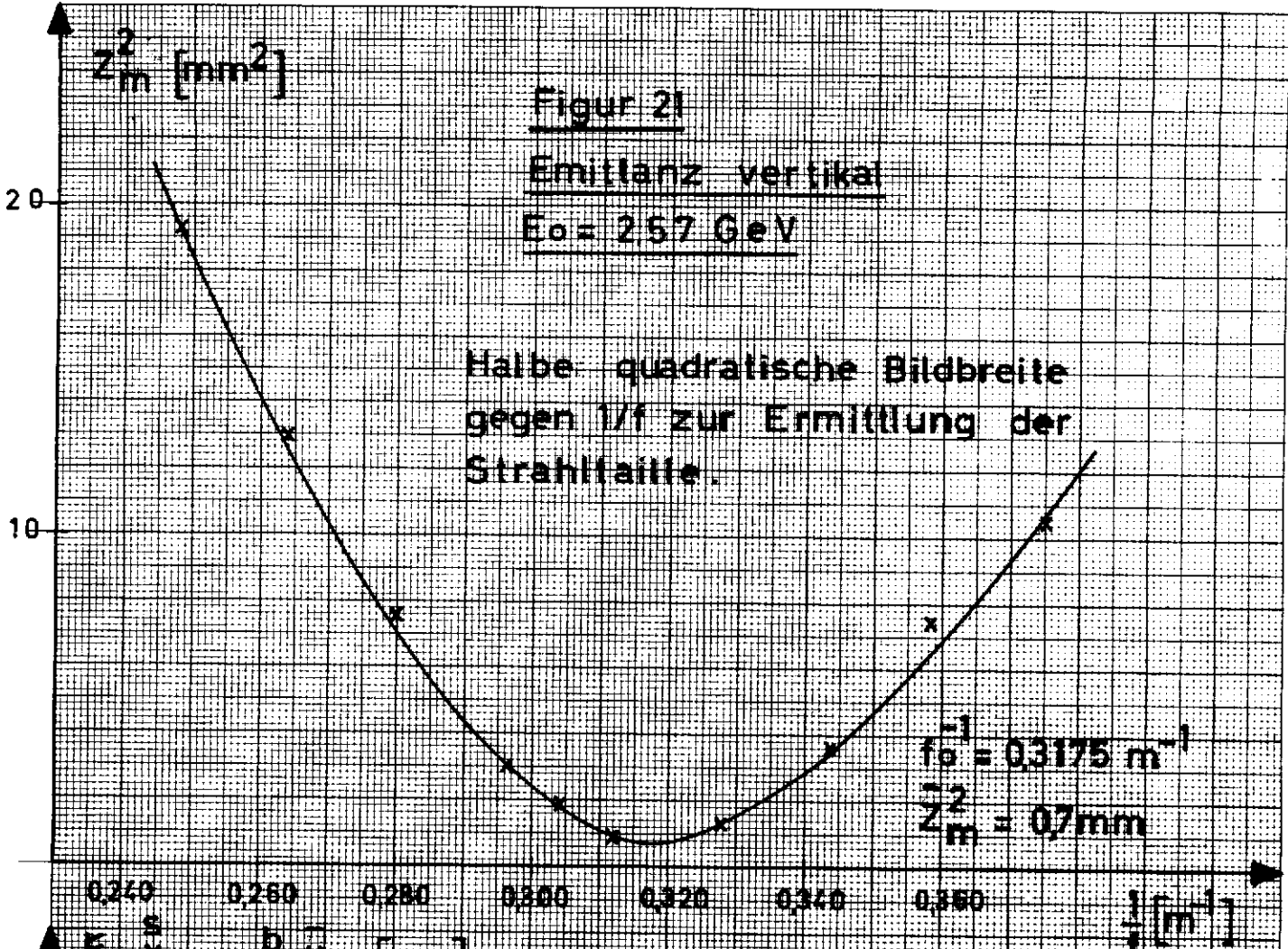
mit $F = \frac{\epsilon}{\pi} = \text{konst.}$

Figur 21

Emittanz vertikal

$E_0 = 257 \text{ GeV}$

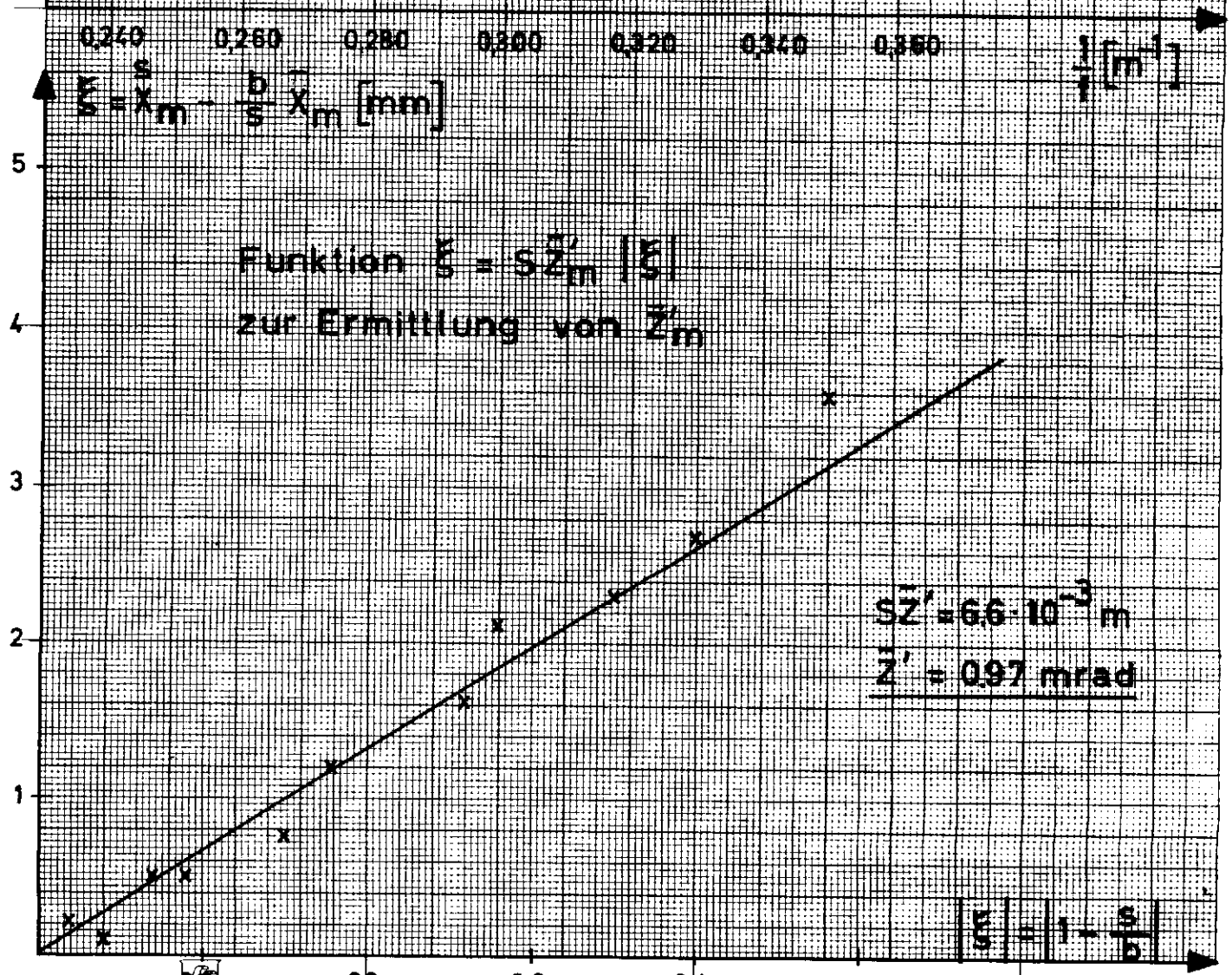
Halbe quadratische Bildbreite
gegen $1/f$ zur Ermittlung der
Strahlweite.



$f_0^{-1} = 03175 \text{ m}^{-1}$
 $\bar{Z}_m^2 = 07 \text{ mm}$

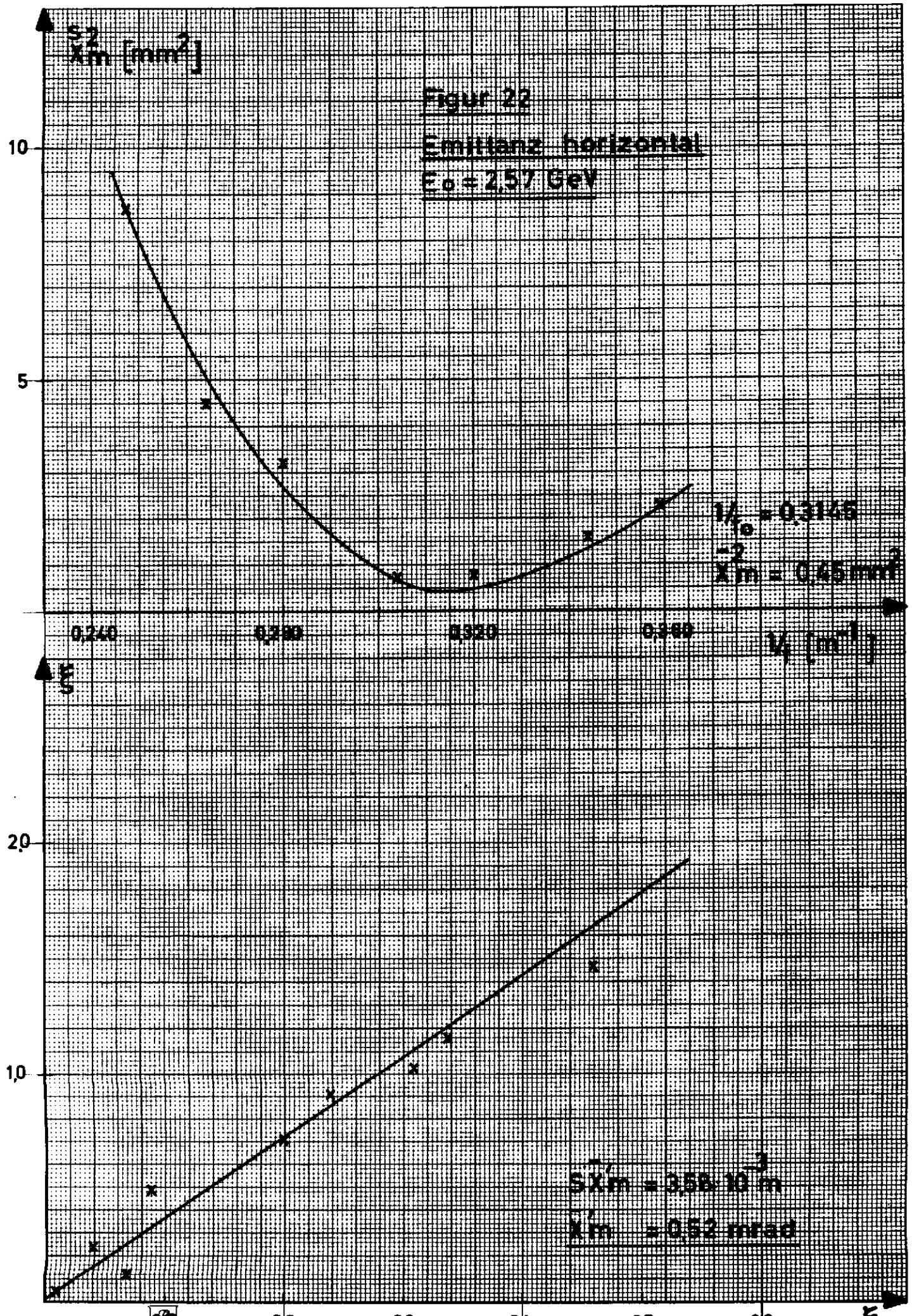
$\xi = X_m - \frac{b}{s} X_m$ [mm]

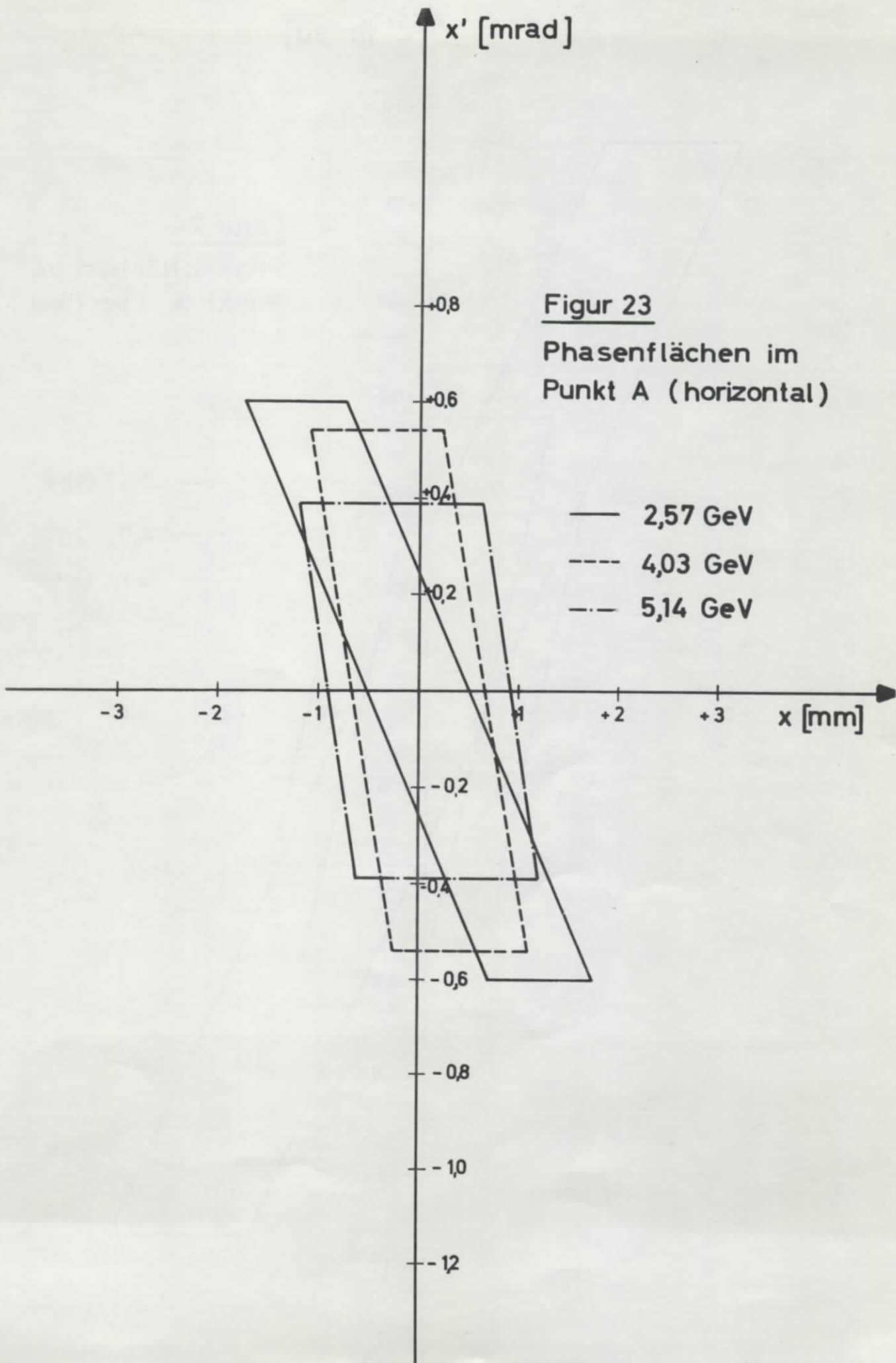
Funktion $\xi = s Z'_m$ [ξ]
zur Ermittlung von \bar{Z}'_m



$s Z'_m = 6.6 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
 $\bar{Z}'_m = 097 \text{ mrad}$

$\xi = \left| 1 - \frac{s}{b} \right|$





Figur 23

Phasenflächen im
Punkt A (horizontal)

