

OK 1/60

BEOBSACHTUNG DER ELEKTRONENBAHNEN
MIT HILFE DER SYNCHROTRON-STRAHLUNG

TEIL I

Es bietet sich die Möglichkeit, die Synchrotron-Strahlung zur Beobachtung bzw. Messung des Elektronenstrahlquerschnittes an einer oder mehreren Stellen innerhalb der ringförmigen Vakuumkammer heranzuziehen. Der vorliegende Bericht diskutiert

- a) die Abbildungseigenschaften,
- b) die Energiezusammenhänge in Verbindung mit der Notwendigkeit der gepulsten Belichtung,
- c) die Abhängigkeiten von der Wellenlänge der benutzten Strahlung.

Diese Überlegungen dienen als Grundlage für eine in Kürze beginnende Untersuchung über die technische Realisierbarkeit von für den Betrieb geeigneten Einrichtungen dieser Art.

1.) DIE ABBILDUNGSEIGENSCHAFTEN

Zunächst sei angenommen, die Teilchen bewegen sich auf konzentrischen Kreisen und strahlen jeweils nur genau in der Vorwärtsrichtung. Eine Lochkameraeinrichtung wie sie in Abb. 1 angedeutet ist, würde bereits zu einer Aussage darüber führen, ob der Strahl sich in der Mitte der Kammer oder seitlich befindet, oder ob er irgendwie ausgebreitet ist. Die "Gegenstandsebene" liegt zwar nicht senkrecht zur Bewegungsrichtung der Teilchen, doch wäre das praktisch ohne Bedeutung. Abweichungen des Strahles in vertikaler Richtung könnten erfasst werden, wenn statt des Loches ein vertikaler Spalt gewählt würde. Die Wiedergabe der Abweichung von der mittleren Kreisebene wäre bis auf einen geringen, von etwaigen vertikalen Betatronschwingungen stammenden Fehler richtig. Bei dieser Anordnung wird nur ein sehr kleiner Teil der verfügbaren Strahlung zur Abbildung ausgenutzt.

Wesentlich mehr Strahlungsenergie trifft auf den Beobachtungsschirm, wenn Linsen oder fokussierende Spiegel verwendet werden. Abb. 2 zeigt den Strahlengang durch eine Sammellinse. Zur Berechnung der Unschärfe, mit der ein umlaufendes Teilchen abgebildet werden kann, genügt es, die Durchstoss punkte des von ihm ausgehenden Lichtstrahles durch die Bezugsebene a - a zu verfolgen. Um diese Tatsache zu verdeutlichen, sei die bekannte Linsenformel in Matrixschreibweise dargestellt. Von der Bezugsebene a - a gehen im Abstand y_0 von der optischen Achse Lichtstrahlen unter dem Winkel y_0' aus und erfahren an der Stelle d - d eine Winkeländerung um den Betrag $\xi \cdot y_0$. Ort und Richtung der Strahlen in der Ebene c - c sind dann gegeben durch

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \xi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \end{pmatrix}$$

oder ausgeschrieben

$$y = (1 + \xi b)y_0 + [g + b(\xi g + 1)]y_0'$$

$$y' = \xi y_0 + (\xi g + 1)y_0'$$

Ein von a - a achsenparallel ausgehender Strahl ($y_0' = 0$) schneidet hinter der Linse die Achse, wenn $(1 + \xi b) = 0$ ist. Damit wird $\xi = -\frac{1}{b}$. Wenn dieses

spezielle b mit der üblichen Brennweite f identifiziert wird, erhalten wir

$$y = \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{f}\right) b y_0 + \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{g} - \frac{1}{f}\right) b \cdot g \cdot y_0'$$

Der zweite Term in dieser Gleichung verschwindet, wenn man wie üblich $\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f}$ einrichtet; woraus sich die Unabhängigkeit von der Richtung, mit der die Lichtstrahlen die Bezugsebene $a - a$ verlassen, und die eindeutige Zuordnung von Durchstosspunkt durch $a - a$ und Abbildung auf $c - c$ ergeben.

Ein auf der mittleren Bahn I umlaufendes Teilchen wird erstmalig abgebildet, wenn der ausgesandte Lichtstrahl Randstrahl der Sammellinse wird. Ist ϑ der Winkel, der von den beiden Radiusvektoren gebildet wird, die durch die Teilchen und durch die Bezugsebene gehen, dann wird $\vartheta_{0I} \approx \frac{\Lambda}{2g}$, und der Abstand des Durchstosspunktes des zugehörigen Lichtstrahles von dem Durchstosspunkt der Kreisbahn ist $y_I \approx \vartheta^2 \cdot r$. Trägt man die Lage der Durchstosspunkte in Abhängigkeit von ϑ auf, dann ergibt sich Abb. 3a. Auf den Bahnen II und III werden die Teilchen erstmalig sichtbar, wenn

$$\vartheta_{0II, III} \approx \frac{\Lambda}{2g} + \frac{y}{g}$$

Die Unschärfe der Abbildung nimmt also nach den Rändern hin zu. Um zu einer brauchbaren Aussage über die Teilchenbahnen zu kommen, muss das Bild eines einzelnen Teilchens klein gegen die maximal mögliche Abweichung sein; z.B.: $y_I = 2y_{\max} \cdot 100$. Mit einer Vakuumkammerbreite von $2y_{\max} = 15$ cm; $r = 31,7$ m ergibt sich

$$\vartheta_{0\max} = 0,007$$

Das wäre beispielsweise realisierbar mit einer Linse von 20 cm \varnothing in einem Abstand von 14 m. Die Entfernung von der Bezugsebene, in der die Teilchen erstmalig sichtbar werden, ist

$$\vartheta_0 \cdot r = 20 \text{ cm}$$

Infolge der quadratischen Abhängigkeit in der Änderung der Durchstosspunkte würde sich eine Leuchtdichte ergeben, die in einer grösseren Schärfe resultiert, als z.B. oben angenommen (siehe Abb. 3b). Dennoch wären Fehler, wie

sie sonst die Güte von optischen Systemen kennzeichnen, wie etwa Astigmatismus, sphärische Aberration, Koma etc. sicherlich klein hiergegen, so dass der Aufwand beim Linsensystem niedrig gehalten werden kann.

Geht man von der bisher aufrecht erhaltenen Voraussetzung des scharf in Vorwärtsrichtung gebündelten Strahles ab und betrachtet das Verhalten eines punktförmigen isotropen Strahlers, der mit konstanter Geschwindigkeit umläuft, dann erhält man die in Abb. 4 dargestellten Verhältnisse. Die Durchstosspunkte des inneren und äusseren Randstrahles sind gegeben durch

$$y_{3,4} = \frac{\theta \cdot r}{2} \pm \frac{\theta \cdot g \pm A}{\theta \cdot r + g}$$

Die resultierende Leuchtdichte in Abhängigkeit von y und somit die "Abbildung" ergibt sich, wenn in der Abb. 4 senkrecht zur Zeichenebene die Momentanleuchtdichte $B(\theta, y)$ aufgetragen wird und jeweils über alle θ bei konstantem y integriert wird. Es ist überschlägig schon zu erkennen, dass umlaufende Punkte als über mehr als die halbe Kammerwand ausgebreitete Streifen erscheinen würden und somit eine Unterscheidung, ob ein konzentrierter oder verteilter Elektronenstrahl vorliegt, nicht möglich wäre.

Nun weist die Synchrotronstrahlung eine starke Anisotropie auf. In 1) werden für die Keulenbildung folgende Näherungsformeln angegeben:

$$p(\psi, \lambda) \approx p_0 \exp \left[- \left(\frac{\psi}{\psi_c} \right)^2 \right] \quad p \text{ (watt)}$$

$$\psi_c \approx \frac{mc^2}{E} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \psi \text{ (radian)}$$

$$\lambda_c \approx \frac{5,6 r}{E^3} \quad \begin{array}{l} r \text{ (Meter)} \\ E \text{ (BeV)} \\ \lambda \text{ (Angström)} \end{array}$$

Für eine Elektronenenergie von 330 MeV ergibt sich beispielsweise $\lambda_c = 5000 \text{ \AA}$ und $\psi_c = 1,5 \text{ mrad}$.

Die Kombination der 2. und 3. Formel zeigt, dass die Breite der Keule mit der Wurzel aus der Teilchenenergie anwächst, wenn man die Wellenlänge, mit

der beobachtet wird, festhält

$$\psi_c = K \cdot E^{\frac{1}{2}}$$

Andererseits wird die Keule mit der Wurzel aus der Wellenlänge schmäler, wenn bei gleicher Energie in Gebieten kürzerer Wellenlänge beobachtet wird. Offenbar liegt der ungünstigste Fall vor, wenn bei hohen Energien und grossen Wellenlängen gemessen wird. Abb. 5 zeigt dreidimensional angedeutet das Gebirge der momentanen Leuchtdichte in der Bezugsebene bzw. auf der Abbildung in Abhängigkeit vom Azimuth θ und der radialen Abweichung y .

$$B(\theta, y) = \frac{B_0}{\theta r} \exp \left[- \left(\frac{\theta^2 r - y}{\theta r \psi_c} \right)^2 \right] \quad \text{innerhalb der}$$

$$\text{Grenzlinien} \quad y_{3,4} = \frac{\theta \cdot r}{2} \cdot \frac{\theta \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot A}{\theta \cdot r + g}$$

Die für die Abbildung massgebende Helligkeitsverteilung ergibt sich als Funktion von y mit

$$I = \int B(\theta, y) d\theta$$

Abb. 6 zeigt in groben Zügen das Resultat einer solchen Integration unter den Bedingungen der Abb. 5. In beiden Abbildungen ist jeweils nur die vor der Bezugsebene gelegene Hälfte des Vorgangs dargestellt. Der dahinter hinzukommende Teil bringt nur einen Faktor 2 in der Intensität; für die Abbildungsverhältnisse sind die nach rückwärts zur Bezugsebene verlängerten Strahlen zu nehmen.

2.) GEPULSTE BELICHTUNG UND VERWENDUNG VON FERNSEHKAMERAS

Eine wesentliche Eigenschaft einer zu schaffenden Beobachtungseinrichtung ist die Möglichkeit, nur während eines relativ kurzen Intervalls innerhalb der Beschleunigungszyklen zu belichten, um somit stroboskopartig den Querschnitt des Elektronenstrahles betrachten zu können. Dies ist insbesondere wichtig in den Fällen, in denen der Teilchenstrahl verloren geht und für die Kontrolle des richtigen Funktionierens von Ejektionsmechanismen. Bei einer Zyklusdauer von 20 msec sollte die Pulsdauer 200 μ sec nicht übersteigen; erwünscht wären Belichtungszeiten von 1 μ sec, die reproduzierbar stets auf dem gleichen Umlauf

innerhalb des Zyklus eingestellt werden könnten. Während kohärente Synchrotronschwingungen und langsames "Aufblähen" des Strahles mit den längeren Belichtungszeiten erfasst werden könnten, wären die kurzen Belichtungszeiten besonders für die Messung kohärenter Betatronschwingungen und sonstiger schneller Querschnittsveränderungen wichtig.

Grundsätzlich lassen sich derartige Beobachtungen sowohl visuell als auch mit photographischer Technik ausführen, doch macht schon allein die grosse Entfernung zwischen dem Ort der Beobachtung am Strahl und dem Standort des Beobachters eine Fernübertragung notwendig. Der besondere Umstand, dass die Magnetfrequenz des Synchrotrons zufällig etwa die gleiche ist wie die Halbbildfrequenz der europäischen Fernsehnorm, erlaubt die Verwendung von serienmässigen Industriefernsehanlagen. Hinzu kommt die Möglichkeit, durch Benutzung besonders empfindlicher Aufnahmeröhren ohne Schwierigkeiten die untere Empfindlichkeitsgrenze des menschlichen Auges - selbst bei bester Dunkeladaptation - zu unterschreiten. Als Argument für eine Fernsehanlage kommt die Möglichkeit des sehr kurzen Pulsens hinzu. Praktisch wird wohl eine Kombination einer Schlitzscheibe und elektrischem Pulsen der Aufnahmeröhre gewählt werden müssen, da mechanisch die Belichtungszeiten kaum unter einige 100 μ sec zu bringen sind, andererseits das elektrische Pulsen allein nicht durchführbar ist aus Gründen des Schutzes der Fotokathode vor unzulässig hoher Strahlung und wegen des besonderen Mechanismus von Bildspeicherung und -abtasten. Abb. 7 zeigt an einer möglichen zeitlichen Einstellung im Vergleich zum Magnetstrom den Ablauf des Bildaufnahmevorganges. Wie ersichtlich, lässt sich auch das normale Zeilensprungverfahren benutzen. Somit kann der Strahlquerschnitt an einem flimmerfreien, kinematographisch guten Bild betrachtet werden. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die Informationskapazität des Fernsehsystems bei weitem nicht ausgenutzt werden wird, da man aus Energiegründen kaum unter die oben angenommene "1 %-Unschärfe" - Einstellung - heruntergehen wird. Ein weiteres Mittel für die gepulste Belichtung ist mit den Kerr-Zellen gegeben. Hierbei liesse sich mit Vorteil die horizontale Polarisation des Synchrotron-Lichtes ausnutzen.

3.) ENERGIEBETRACHTUNGEN

Nach 1) werden in einem Synchrotron während eines Umlaufs pro Elektron

$$\Delta E = \frac{88,5 E^4}{r} \quad \text{keV abgestrahlt.} \quad \begin{array}{l} E \text{ (GeV);} \\ r \text{ (Meter).} \end{array}$$

Wie sich diese Energie auf die verschiedenen Wellenlängengebiete verteilt, ist auf Grund von Angaben in 2) für die Hamburger Maschine umgerechnet worden und in Abb. 8 dargestellt. Als Abszisse ist die Wellenlänge λ in Angström gewählt worden, um den Vergleich mit sonst in der Optik üblichen Darstellungen zu erleichtern. Die Zunahme der Energie pro Wellenlängenintervall für die sogenannte kritische Wellenlänge erfolgt gemäss

$$p(\omega) = K \cdot E^4 \frac{\omega}{\omega_c} f\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$$

wobei hier $\frac{\omega}{\omega_c} = 1$; $\omega = \frac{c}{\lambda} 2\pi$; $\lambda_c \approx \frac{5,6 \cdot r}{E^3}$
mit dem Exponenten $-\frac{7}{3}$. Den gleichen Exponenten hat die asymptotische Grenzlinie der Strahlungskurve nach grösseren Wellenlängen hin, während der asymptotische Abfall nach der kurzwelligen Seite mit etwa λ^{-15} erfolgt. Im Vergleich hierzu steigt das Strahlungsmaximum beim schwarzen Körper mit λ^{-4} und fällt auf dem kurzwelligen Ende mit $\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda}}$ ab. Es ist deshalb nicht möglich, von einer "äquivalenten Farbtemperatur" des Synchrotronlichtes zu sprechen.

Zur rohen Abschätzung seien in obige Formeln die Zahlen der Hamburger Maschine eingesetzt:

$$\lambda_c = 4500 \text{ \AA} \text{ wird erreicht bei } E = 340 \text{ MeV.}$$

Mit 10^{11} Teilchen pro Puls ist die abgestrahlte Gesamtleistung $\frac{\Delta E}{\text{sec}} = 0,6 \text{ W}$.
Von einer Linse der vorher angenommenen Art mit einer Apertur von 20 cm im Abstand von 14 m wird der Bruchteil $0,007/2\pi$ erfasst, entsprechend 0,67 mW.
Bei der Umrechnung von Watt auf Lumen sind bei einer Wellenlänge von 555 m μ für 1 Watt 695 Lumen einzusetzen. Somit werden 0,47 Lumen erfasst und auf den Abbildungsschirm fokussiert. Wenn dieser Schirm beispielsweise die Fotokathode einer Fernsehaufnahmeröhre mit einer Grösse von 12 x 20 mm wäre und das Licht in einer sehr ungünstigen Konfiguration auf eine Fläche von 2 x 20 mm = 0,4 cm² ausgebreitet würde, dann erhalten wir (mit 1 Lux = 1 Lumen/10.000 cm²)

eine Beleuchtungsstärke von rd. 12.000 Lux. Für ein Tastverhältnis von 1×10^{-3} verbleiben noch 12 Lux. Dieser Wert dürfte ausreichen, um noch brauchbare Bilder zu produzieren.

4.) BEOBACHTUNG IN WELLENLÄNGENGEBIETEN AUSSERHALB DES SICHTBAREN SPEKTRALBEREICHES

Da neben den normalen Kameraaufnahmeröhren auf dem deutschen Markt auch Röhren angeboten werden, die Infrarot sensibilisiert sind, soll abgeschätzt werden, wieweit man sich mit einer entsprechenden Anordnung der Einschussenergie von 40 MeV nähern kann.

Wegen $\lambda_c \propto E^{-3}$ verschiebt sich z. B. das auf Seite 7 errechnete λ_c von 450 m μ auf 3,6 μ , wenn die Energie von 340 auf 170 MeV herabgesetzt wird. Messungen über die spektrale Empfindlichkeit von Infrarotkameras liegen nur bis etwa 2 μ Wellenlänge vor, doch ist es sicher, dass mit einer solchen Anlage ein schwarzer Körper von 180° C (= 453° K) gut sichtbar gemacht werden kann. Nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz $\lambda_{\max} \cdot T = K$ $K = 2884 \mu$ Grd ergibt sich als Wellenlänge der maximalen Strahlung $\lambda_{\max} = 6,3 \mu$. Beim Synchrotron (DESY) gehört zu einem $\lambda_c = 6,3 \mu$ eine Teilchenenergie von 142 MeV. Nun gilt die obige Angabe für Dauerlicht. Für ein einprozentiges Pulsen braucht man 100 mal mehr Leistung. Mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes $S = \sigma T^4$

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Watt cm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$$

wird $\lambda_{\max} = 2 \mu$ und $T = 1430^\circ \text{ K}$.

Ausser den Spektren müssen noch die abgestrahlten Energien in diesen beiden Fällen verglichen werden:

Ein schwarzer Körper von $T = 1430^\circ \text{ K}$ strahlt in den Raumwinkel 2π $S = 23,6 \text{ W}$ pro cm^2 Fläche. Von der Linse unserer Anordnung wird eingefangen

$\frac{\pi/4}{2\pi d^2} \cdot A^2 \cdot S = 0,6 \text{ mW}$. Infolge der Abbildung (Brennweite 2 m) wird diese Leistung konzentriert auf $1 \text{ cm}^2 (2/14)^2 \approx 0,02 \text{ cm}^2$, das ergibt 30 mW pro cm^2 .

Im Vergleich hierzu strahlt das Synchrotron bei $\lambda_c = 2 \mu$ (entsprechend 206 MeV)

$$E = \frac{88,5 \times 0,206^4}{31,7} = 5 \text{ eV pro Umlauf. Bei einer Intensität von } 10^{11} \text{ Teilchen}$$

pro Puls wird von der Linse die Leistung

$$N = \frac{\Delta E \cdot q_0 \cdot n \cdot A}{\Delta t \cdot 2 \cdot \eta \cdot g} \text{ eingefangen. } \rightarrow N = 168 \mu\text{W}$$

Diese Leistung wird im ungünstigsten Falle ausgebreitet auf $0,24 \text{ cm}^2$. Daraus folgt eine Beleuchtungsstärke von ca. $0,7 \text{ mW pro cm}^2$. Gegenüber dem schwarzen Strahler ist also die Beleuchtungsstärke 50 mal kleiner. Es bedarf indes genauerer experimenteller Untersuchungen, um zu konkreten Aussagen in diesem Punkt zu gelangen. Vermutlich dürfte zwischen 1 und $1,5 \mu$ die kritische Wellenlänge der Strahlung liegen, mit der gerade noch ohne besonderen Aufwand gut beobachtet werden könnte. Neuere amerikanische Arbeiten 3) beschreiben die Möglichkeit, infrarotempfindliche Strahlungsempfänger durch Kühlung mit flüssiger Luft um den Faktor 100 empfindlicher zu machen. Abb. 9 zeigt, wo etwa in Abhängigkeit von der Zahl der Umläufe mit einer Beobachtung begonnen werden könnte. Interessant ist, dass der Magnet bis zur Spitzeninduktion ausgefahren werden sollte, wenn man möglichst früh im Zyklus beobachten möchte. Andererseits bringt eine Erweiterung der Spektralempfindlichkeit der Kamera ins Infrarot eine Vorverlegung des Beobachtungsbeginnes um 200 bis 300 Umläufe. Abb. 10 zeigt, dass die Energie im Infrarotbereich (Kurve I) zu Beginn der ersten möglichen Beobachtung höher ist, als die der übrigen, kurzwelligeren Strahlung. Sie wächst aber im Verlauf des Zyklus nur um etwa 2 Grössenordnungen an. Hingegen setzt z. B. die Strahlung im Ultraviolettgebiet (Kurve II) zwar später ein, erreicht dagegen am Ende des Zyklus eine um mehr als 3 Grössenordnungen höhere Energie. Schliesslich zeigt Kurve III wie im Gebiet der weichen Röntgenstrahlen die merkbare Intensität noch später einsetzt, jedoch gegen Ende des Zyklus um mehr als 1 Mill. mal energiereicher als die der Infrarotstrahlung ist. Hier eröffnet sich offenbar die Aussicht, mit Hilfe einer Lochkamera - Fokussierung mit den im sichtbaren Gebiet üblichen Mitteln ist nicht mehr möglich - und den am Markt befindlichen Röntgenbildwandlern mit Pulslängen von $1 \mu\text{sec}$ zu operieren. Eine genauere Untersuchung erscheint lohnend.

Krolzig
(Krolzig)

LITERATURNACHWEIS

- 1.) Wilson Electron-Synchrotrons, Handb. d. Physik,
Band XL IV, S. 178 ff.
- 2.) Parrat Use of Synchrotron Orbit Radiation
The Review of Scientific Instruments, April 59, 297 ff.
- 3.) Proceedings of the IRE, Sept. 59, 1514 ff.
- 4.) K. W. Robinson CEA - TM - 37
- 5.) Brügel Physik u. Technik der Ultrarotstrahlung
- 6.) DESY-Notiz A 2.38
- 7.) Heimann Eigenschaften und Anwendungen von Fernsehbildauf-
nahmeröhren mit Widerstandsphotoschichten;
Archiv der elektrischen Übertragung, Bd. 9,
1955, S. 13-19
- 8.) Firmenangebot: Phys. techn. Werkstätten, Prof. Dr. Ing. Heimann
vom 8. 5. 1959

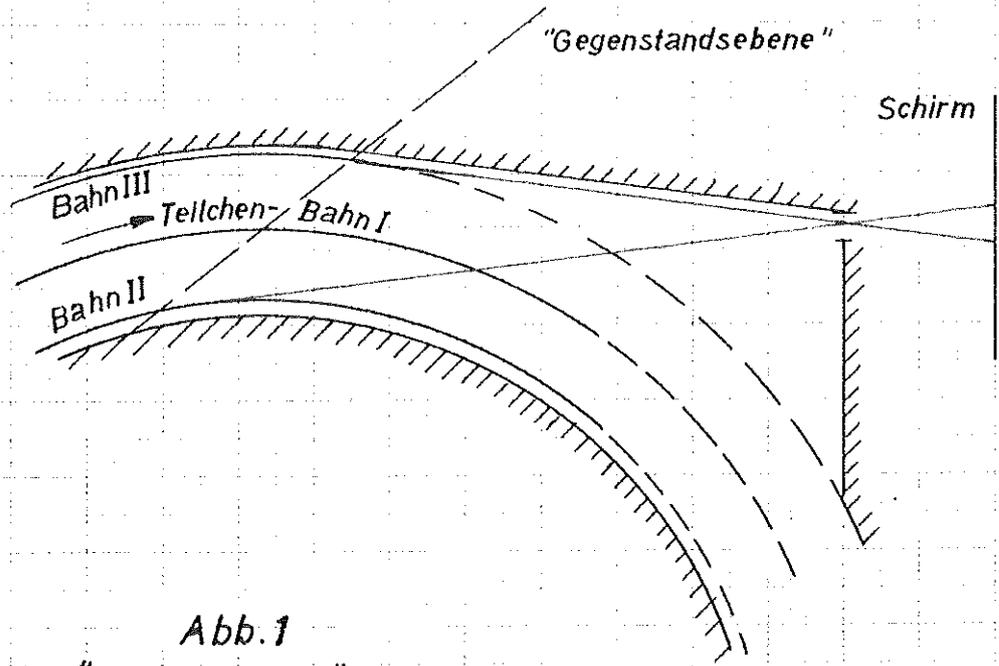


Abb. 1
"Lochkamera"

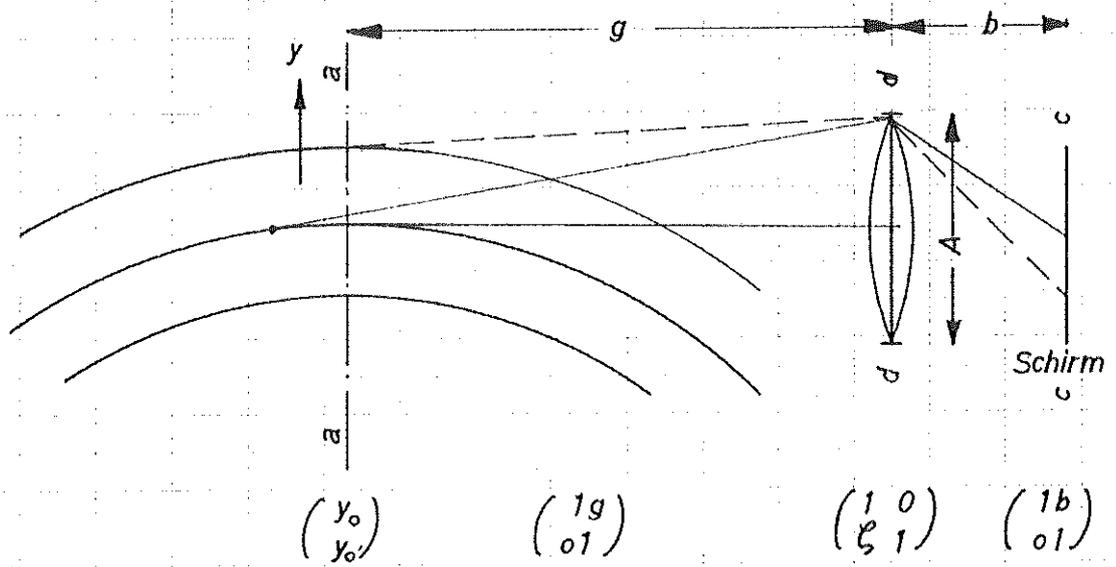
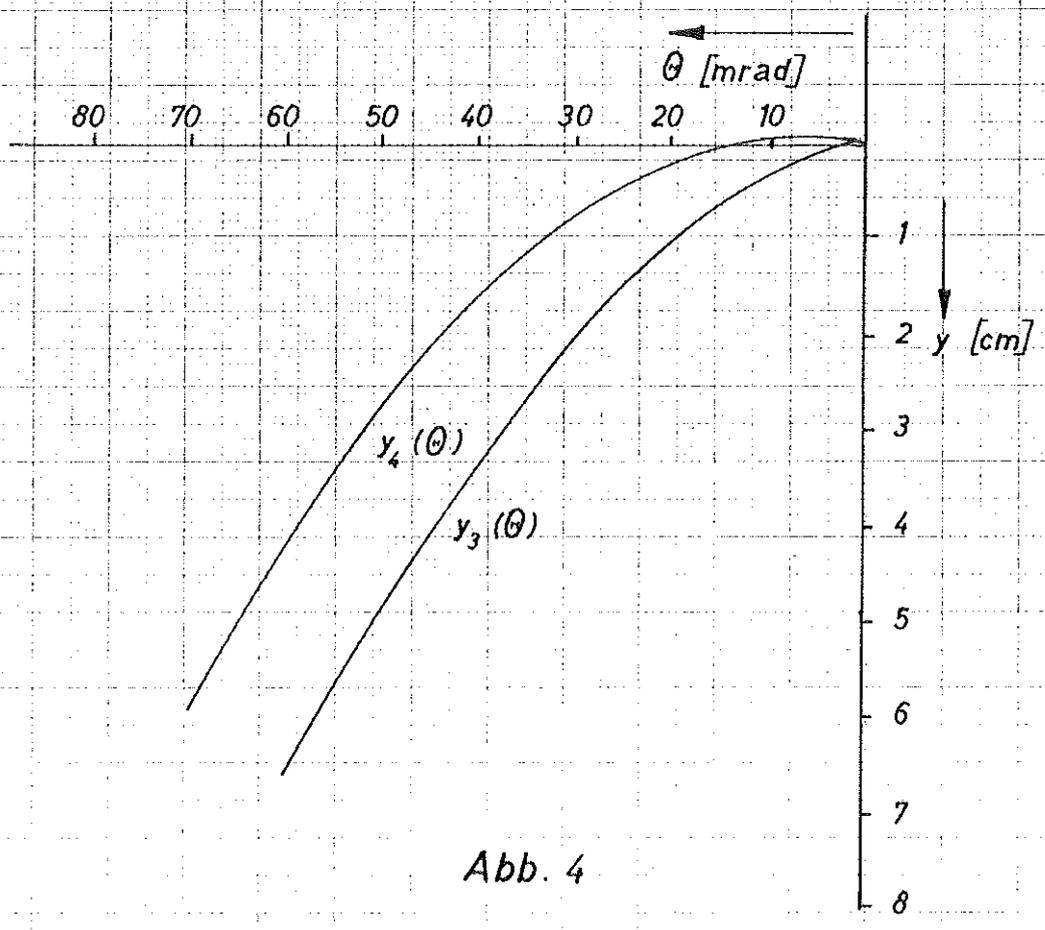
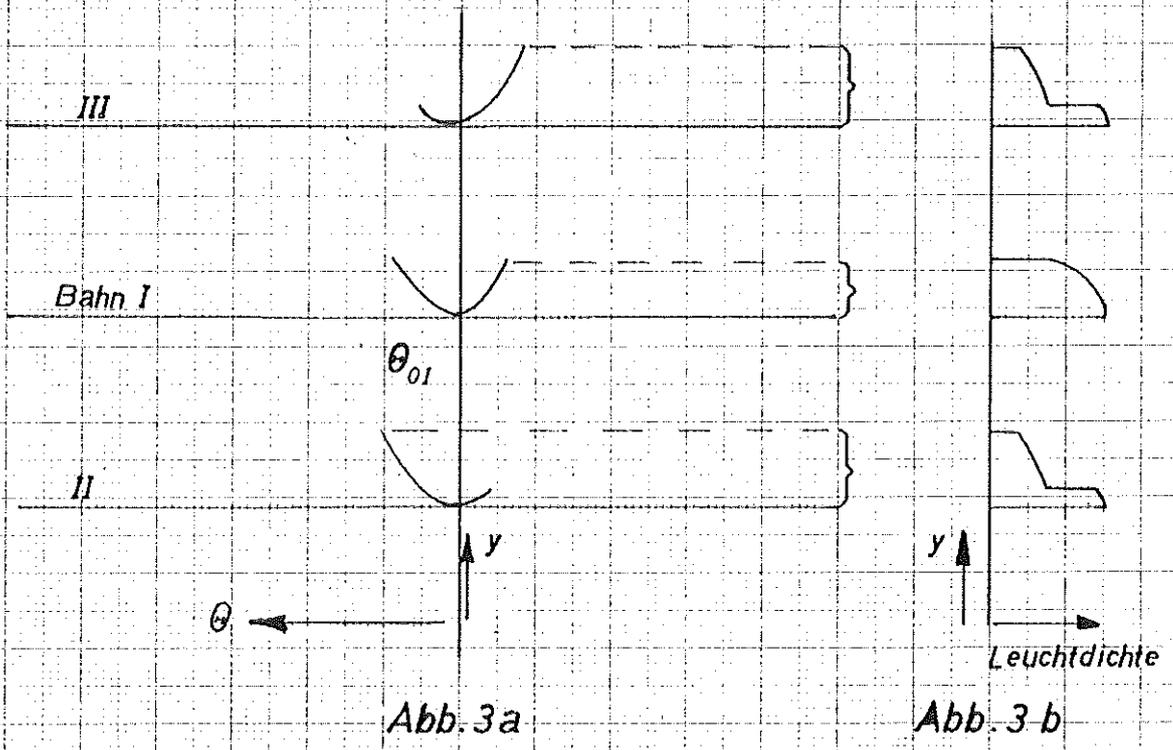


Abb. 2
"Linsenkamera"



Momentanleuchtdichte

$B(\theta, y)$
für $\gamma_e = 7 \text{ mrad}$
(z.B. $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ und $E = 6 \text{ GeV}$)

Abb. 5

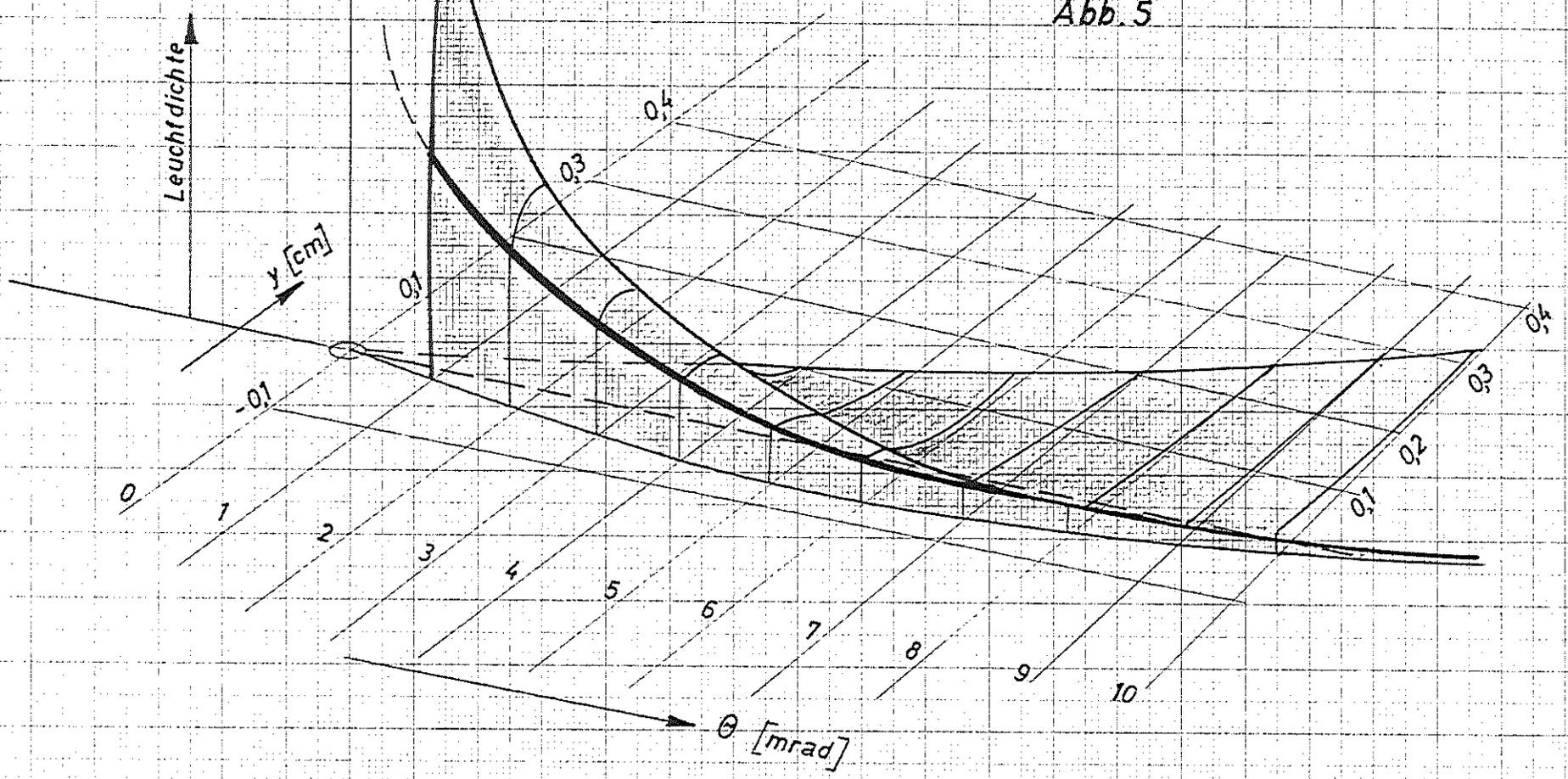


Abb. 6

Leuchtdichteverteilung
gemittelt über den Durchlauf
eines Teilchens unter den
Bedingungen der Abb. 5.

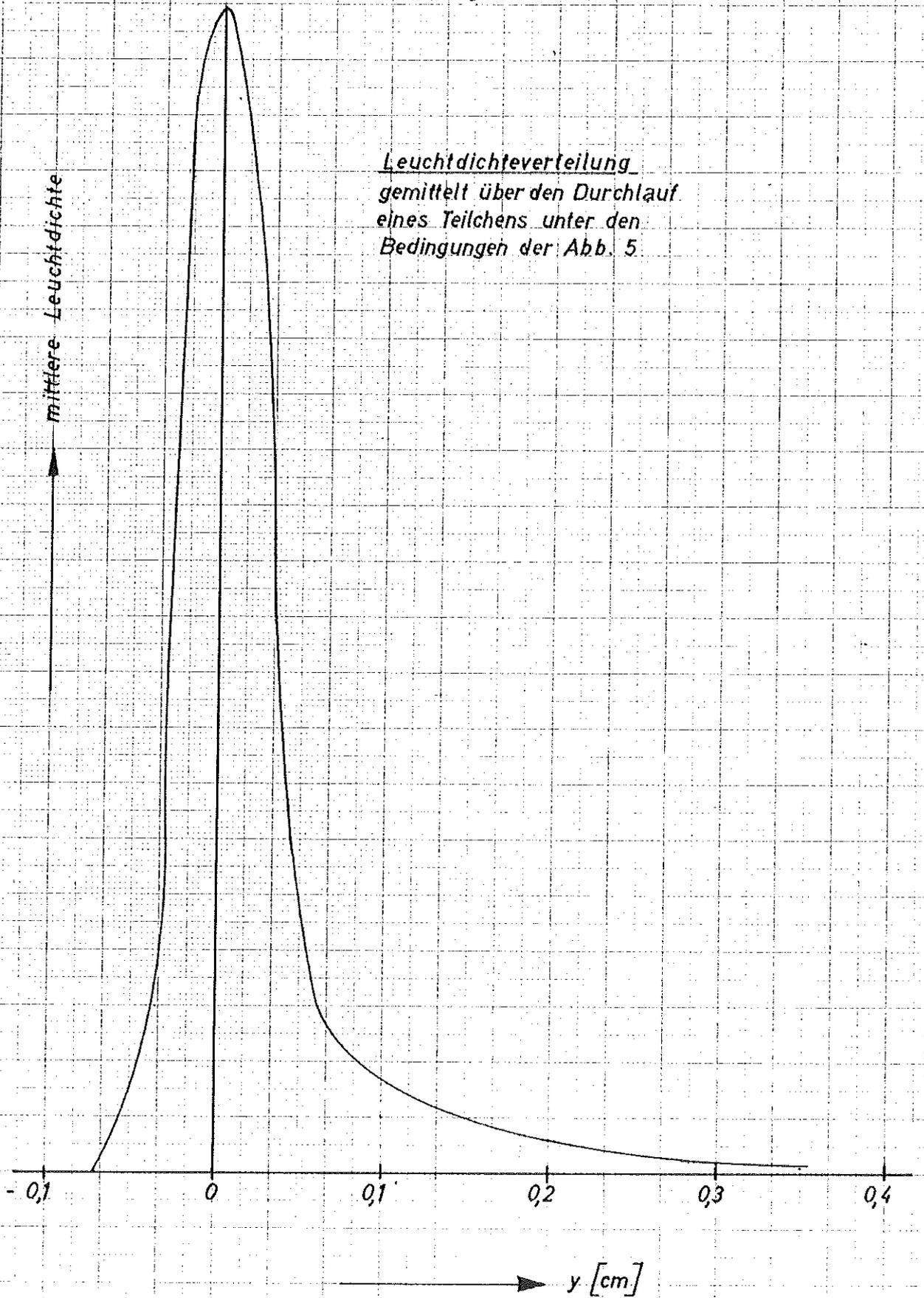


Abb.7

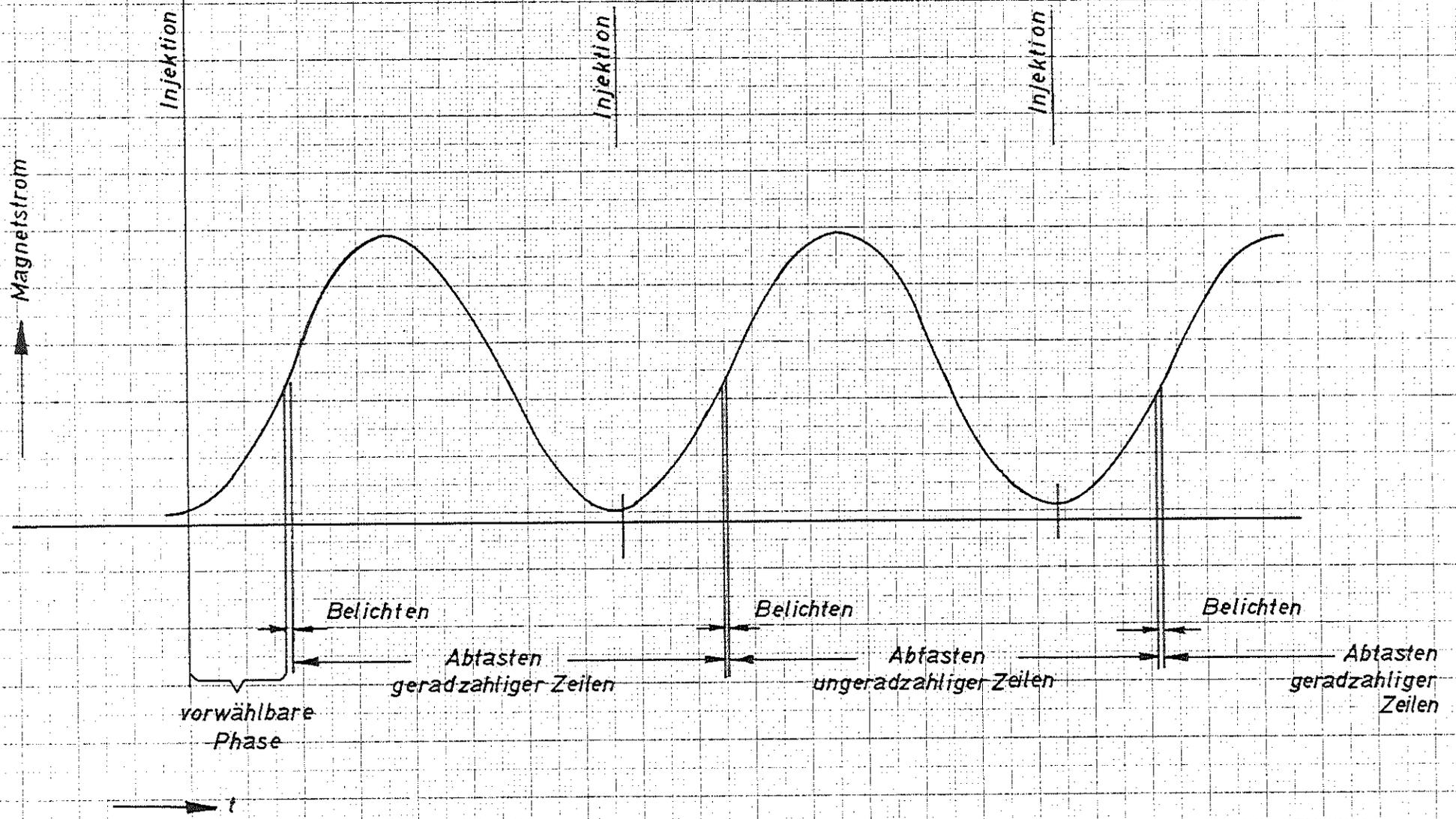
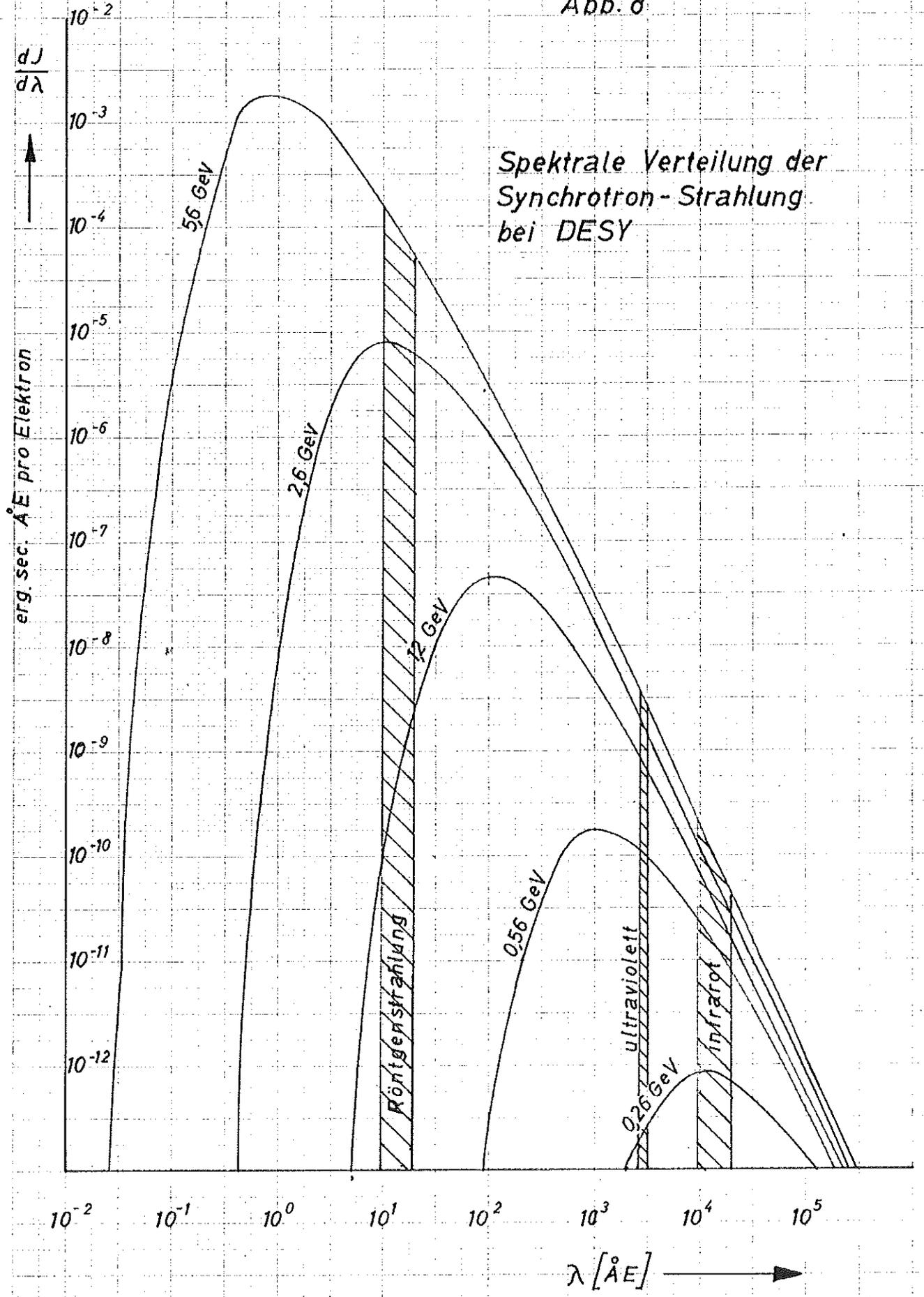


Abb. 8



Spektrale Verteilung der Synchrotron-Strahlung bei DESY

Y. um 1000 v. J. 10000

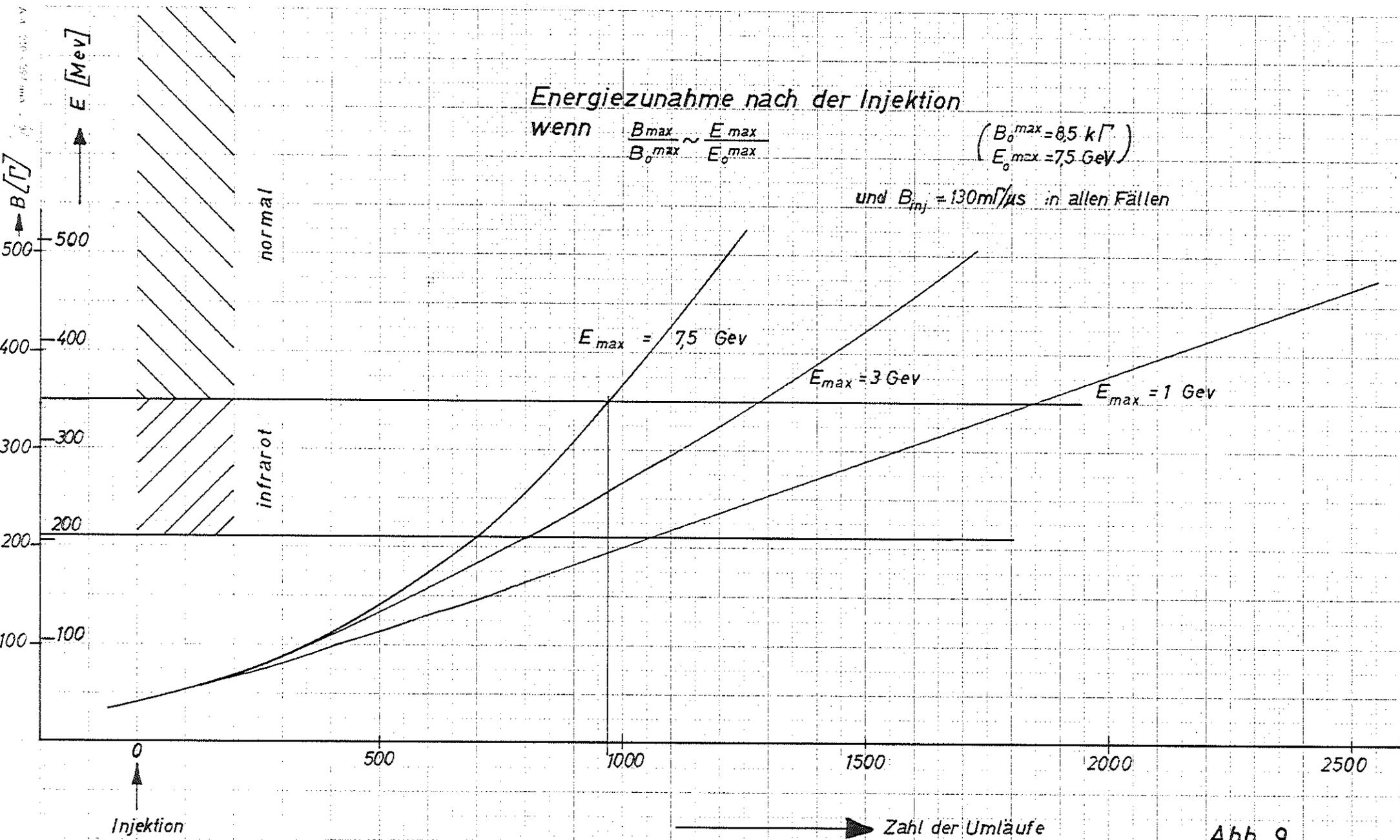


Abb. 9

Isochromaten des Synchrotronlichtes

Abb.10

