

DESY 68/24
Mai 1968

DESY-Bibliothek
2 JULI 1968 ✓

**Messungen zur Ausbeute von Photonen
am internen Target des Synchrotrons**

von

E. Raquet und U. Timm

Messungen zur Ausbeute von Photonen
am internen Target des Synchrotrons

E. Raquet, U. Timm
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Summary

This paper deals with the efficiency and other features of bremsstrahlung production on an internal target. Effects of target thickness, energy and collimation are investigated and summarized by a semi-empirical formula. The results show that the photon yield is nearly independent of target thickness. The angular spread, however, depends rather strongly on energy. The target extension has been investigated; one can conclude that point targets can be used without loss of yield. Reduction of angular spread in the photon beam by a scraper is demonstrated.

Inhalt

1. Ziel der Messungen
2. Messapparatur
3. Messungen zur Targetausbeute
 - 3.1 Ausbeute ohne Kollimation, ohne Scraper
 - 3.2 Ausbeute mit Kollimation, ohne Scraper
4. Einfluß des Scrapers auf die Strahldivergenz
5. Targetausdehnung
 - 5.1 Streifentarget
 - 5.2 Flächentargets ohne und mit Scraper

Darstellungen

- Abb.1 Lagebeziehungen der Meßanordnung
Abb.2 Mehrfachdurchgänge gegen Targetdicke
Abb.3 Kollimierte Intensität gegen Kollimation
Abb.4 Mehrfachdurchgänge gegen Kollimation
Abb.5 Photonen ausbeute
Abb.6 Strahlprofile
Abb.7 Einfluß des Scrapers auf die Winkelverteilung des Gammastrahls
Abb.8 Strahlgeometrie bei Lochkameraaufnahmen
Abb.9 Abmessungen des Streifentargets
Abb.10 bis Abb.13

Strahlaufnahmen mit Polaroidfilmen und Glasplatten.

1. Ziel der Messungen

Die Messungen zur Targetausbeute, über deren Ergebnisse berichtet werden soll, wurden veranlasst durch den Vorschlag der Gruppe F 33, Kollimationseffekte von kohärenten Spektren an dünnen Siliziumkristallen mit einem internen Target zu studieren.

Die Untersuchungen waren darum hauptsächlich auf die Frage ausgerichtet, auf welche Weise und bis zu welchem Grade man die Primärdivergenz der auf das Target treffenden Elektronen mit Hilfe von Scrapern (der Ausdruck wird später genauer definiert) reduzieren kann.

Es wurden darum nicht alle Aspekte erfasst, die man bei der Gamma-Ausbeute an einem internen Target studieren könnte. Immerhin setzte das Studium der Divergenz im Strahl gleichzeitig die Messung einer Reihe von Grössen voraus, die von allgemeinerem Interesse sind, und über die darum im Folgenden berichtet werden soll.

Solche Grössen sind: die Zahl von Mehrfachdurchgängen der Elektronen durch das Target, der Ausbeutefaktor als Funktion von Targetdicke und Energie, die Winkelverteilung im Gammastrahl, der Einfluss der Kollimation auf die Ausbeute, die Ausdehnung des Targetflecks. Diese Grössen sind aber nicht nur interessant sondern auch bisher nicht systematisch untersucht worden. Eine theoretische Arbeit¹ zu diesem Thema konnte sich darum nicht auf experimentelles Material stützen.

2. Messapparatur

Die Messungen wurden am Gammastrahl 22 des DESY ausgeführt und später am Strahl 24 stichpunktartig wiederholt.

¹Lutz, Schulz DESY 67/29

Am Strahl 22 standen folgende Targets zur Verfügung:

Nr.	Dicke	Geometrie h x b mm ²	t_o in R.L.
1	1 mm W	5 x 5	$3,08 \cdot 10^{-1}$
2	0,2 mm W	30 x 30	$6,15 \cdot 10^{-2}$
3	0,05 mm W	30 x 30	$1,54 \cdot 10^{-2}$
4	0,09 mm Ti	5 x 5	$2,46 \cdot 10^{-3}$
5	25 μ Al	5 x 5	$2,82 \cdot 10^{-4}$
6	0,09 mm Ti	(20 x 2 20 x 0,5	($2,46 \cdot 10^{-3}$ $2,46 \cdot 10^{-3}$

Am Strahl 24 wurden die folgenden Targets benutzt:

Nr.	Dicke	Geometrie h x b mm ²	t_o in R.L.
1	1 mm W	30 x 30	$3,08 \cdot 10^{-1}$
4	0,11 mm W	30 x 30	$3,38 \cdot 10^{-2}$
6	0,09 mm Ti	30 x 30	$2,46 \cdot 10^{-3}$
Si2	0,04 mm Si	10 x 10	$4,43 \cdot 10^{-4}$

Die Messanordnung am Strahl 22 bestand aus dem maschineninternen Gammastrahl-Target, einem Halter für die Aufnahme von Silber-Phosphat Gläsern, Kollimator, Quantameter, und einer weiteren Glashalterung in den in Abb.1 angegebenen Lagebeziehungen.

In zwei Fällen wich die Geometrie von der angegebenen in folgenden Punkten ab:

Strahl 22: Quantameter in der Halle,
Targetabstand dann 65,4 m

Strahl 24: Quantameter nur in der Halle,
Targetabstand 69,0 m

Über den Quantameterstrom wurde die Zahl der effektiven Quanten pro Messzeit ermittelt:

$$(1) \quad N_{\gamma} = \frac{K_1 \cdot q_1}{E_0 \cdot \Delta t}$$

$$K_1 = 2,17 \cdot 10^{16} \frac{\text{GeV}}{\text{Coul}} \quad \text{Ring Str.22}$$
$$1,75 \cdot 10^{16} \quad " \quad \text{Halle Str.22}$$
$$1,63 \cdot 10^{16} \quad " \quad " \quad \text{Str.24}$$

q_1 = am Quantameter festgestellte Ladung in Coul.

E_0 = Maschinenenergie in GeV

Δt = Messzeit in sec

Gleichzeitig wurde der mittlere Maschinenstrom von einer geeichten Pickup Station über die Messzeit integriert, um Einflüsse von Stromschwankungen zu eliminieren:

$$(2) \quad i = \frac{K_2 \cdot q_2}{\Delta t} \quad \text{mA}$$

$$K_2 = 1,2 \cdot 10^7$$

q_2 = Ladung am Integrator in der Messzeit, in Coul

Die Zahl der Elektronen pro Sekunde, die das Target theoretisch treffen können, ist dann:

$$(3) \quad N_e = \frac{i \cdot \tau_u \cdot f}{e} = 3,12 \cdot 10^{11} \cdot i_{(\text{mA})} \quad \frac{\text{El}}{\text{sec}}$$

$\tau_u = 10^{-6}$ sec, Umlaufzeit im Synchrotron

$f = 50 \text{ sec}^{-1}$, Zahl der Pulse pro sec

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

Per definitionem ist die Dicke t_o eines Targets, in Einheiten der Strahlungslänge x_o ausgedrückt, das Verhältnis der im Target entstehenden effektiven Gamma-Quanten n_Y zu der Zahl der auf das Target treffenden Elektronen N_e :

$$(4) \quad t_o = \frac{n_Y}{N_e} \rightarrow n_Y = N_e \cdot t_o$$

Die wirklich gemessene Zahl N_Y braucht jedoch nicht mit n_Y übereinzustimmen. Grund: es können Photonen im Target absorbiert werden, die Elektronen können mehrmals das Target durchlaufen, oder sie gehen an anderer Stelle verloren, bevor sie das Target treffen. Das gemessene Verhältnis wird man als effektive Targetdicke bezeichnen:

$$(5) \quad t_{\text{eff}} = \frac{N_Y}{N_e} .$$

Das Verhältnis zur Targetdicke soll als Zahl der Mehrfachdurchgänge definiert werden:

$$(6) \quad \lambda = \frac{t_{\text{eff}}}{t_o}$$

Die benutzten Kollimatoren haben quadratische Apertur, $d \times d \text{ mm}^2$. Variation von d ergibt die Winkelverteilung der Photonen und erlaubt Rückschlüsse auf die Divergenz der das Target treffenden Elektronen.

Eine genauere Bestimmung der Winkelverteilung erlaubt die Aktivierung von Silber-Phosphat Gläsern an den in Abb.1 bezeichneten Stellen durch die Messung der Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt. In Verbindung mit einem engen Kollimator gibt die Position 2 auch Information über die Ausdehnung des Targetflecks.

Als Scraper bezeichnet man dicke in ihrer Position variable Metallblöcke, mit denen man die Apertur des Synchrotrons definiert verkleinern kann. Der

Scraper wirkt dann wie eine Blende, wenn er eine ganze Zahl von Betatron-Wellenlängen strahlaufwärts vom Target liegt. Der benutzte Scraper bestand aus 3 Blöcken: einer, in der Strahlebene, konnte von innen horizontal in den Strahl geschoben werden, zwei weitere konnten vertikal von oben und unten den Strahlquerschnitt begrenzen.

Der Strahl wurde durch beam-bump auf das Target gelenkt. Darunter versteht man eine örtliche Verbiegung des Sollkreises an der Stelle des Targets und - bei Benutzung des Scrapers - auch an der Stelle des Scrapers.

Die Messungen lagen etwa über ein halbes Jahr verstreut:

2.10.67, 25.10.67, 3.1.68, 17.1.68, 16.2.68, 6.3.68. In dieser Zeit änderte sich im Synchrotron sukzessive durch Einbau neuer Keramik-Kammern Apertur und Q-Werte.

Werte, die an einem Messtag wiederholt wurden, streuen nicht mehr als der Messgenauigkeit von 5% entspricht. Werte zu gleichen Parametern von verschiedenen Messtagen streuen dagegen erheblich, so dass der Schluss nahe liegt, dass ein Zusammenhang zwischen der beobachteten Streuung und nicht erfassten Maschinenparametern besteht.

3. Messungen zur Targetausbeute

3.1. Ausbeute ohne Kollimation, ohne Scraper

Man kann die Photonenausbeute pro Elektron sowohl durch t_{eff} als auch durch λ beschreiben. In Abb.2 sind Messpunkte für $\ln \lambda$ gegen $\ln t_0$ bei 3 GeV aufgetragen (volle Kreise). Die Werte wurden mit herausgenommenem Kollimator-einsatz, 60 mm Durchmesser, und zum Teil überhaupt ohne Kollimatorblock gemessen und darum mit ∞ bezeichnet. Wie man sieht, streuen die an verschiedenen Tagen genommenen Meßpunkte erheblich. Die in Abb.2 eingetragenen Geraden werden weiter unten erläutert.

Zwei Dinge sind interessant:

a) Der Zusammenhang $\ln \lambda$, $\ln t_0$ ist offenbar linear:

$$(7) \quad \ln \lambda = \ln a - b \cdot \ln t_0$$

d.h., daß die Mehrfachdurchgänge bei dünnen Targets stark anwachsen; mehrere Hundert werden bei dünnem Target gemessen!

b) Die Steigung ist etwa $b \approx 1$, d.h., daß $a \approx t_{\text{eff}}$ eine Konstante ist, unabhängig von t_0 und E_0 . Die Darstellung Abb.2 ist in dieser Hinsicht repräsentativ auch für die bei anderen Energien gewonnenen Messpunkte.

Tatsächlich ist eine schwache Abhängigkeit der effektiven Targetdicke von t_0 vorhanden. Mit (6) und (7) ist

$$(8) \quad t_{\text{eff}} = a \cdot t_0^{1-b}$$

Aus den dargestellten und weiteren Messwerten bei 6,7; 6; 4,5; 2; 1,5 GeV, die nur in Abb.5 zusammengefaßt dargestellt wurden ergeben sich a und b zu:

$$(9) \quad \begin{aligned} b &= 0,92 \pm 0,02 \\ a &= 0,164 \pm 0,020 \end{aligned}$$

Daran schließt sich eine weitere Beobachtung:

c) Für dicke Targets, $t = 0,30$, ist $\lambda < 1$, was durch Absorption von Quanten im Target zu erklären ist, die Absorption kann auch der Grund für $b < 1$ sein.

Der grosse Fehler läßt auch die vereinfachende Annahme zu:

$$(10) \quad \begin{aligned} b' &= 1, \text{ dann} \\ a' &= t_{\text{eff}} = 0,116 \pm 0,022 \end{aligned}$$

Die effektive Targetdicke ist also in erster Näherung unabhängig von t_0 und E_0 .

3.2. Ausbeute mit Kollimation, ohne Scraper

In der Abb.2 sind ebenfalls Messwerte von Mehrfachdurchgängen bei verschiedener Kollimation, $d = 2, 4, 6, 7$ mm eingetragen (offene Kreise). Hier ist natürlich eigentlich die hinter dem Kollimator registrierte Intensität gemeint:

$$(11) \quad N_Y^\square = t_{\text{eff}} \cdot N_e = \lambda^\square \cdot t_0$$

Die Messung, zusammen mit Messpunkten bei 6,7; 6; 4,5; 2,0; 1,5 GeV hat drei Ergebnisse:

a) Die Abhängigkeit von t_0 ist die gleiche, wie bei offenem Kollimator. Daraus zieht man den Schluss, daß die Winkelverteilung der emittierten Photonen im wesentlichen unabhängig von t_0 ist.

b) Die Kollimatoren zeigen Randeffekte, die ihre Öffnung verkleinern. Diese Feststellung fußt auf folgender Beobachtung:

Trägt man, wie in Abb.3, $\ln \lambda^\square$ gegen $\ln d$ - die Kollimatorbreite - auf, so ist die Steigung der Geraden durch die Messpunkte:

$$(12) \quad \frac{d \ln \lambda^\square}{d \ln d} > 2 \quad (\text{experimentell, Kreise in Abb.3})$$

Andererseits, da $d \sim \Theta_K$ dem Kollimationswinkel ist, und für kleine Winkel die Intensität wie Θ_K^2 geht, ist zu erwarten

$$(13) \quad \frac{d \ln \lambda^\square}{d \ln d} \leq 2$$

Man erhält aber dann die Steigung 2, wenn man für kleine Winkel d ersetzt durch:

$$(14) \quad d' = d - \Delta, \quad \Delta = 0,6 \text{ mm}$$

man erhält dann die Gerade durch die vollen Punkte in Abb.3.

Die Kollimator-Öffnung erscheint um Δ verkleinert. Mechanische Toleranzen oder Aufstellungsfehler wären mögliche Gründe. Die Targetausdehnung kann bei einfacher Kollimation keine Ursache sein. Dieser Effekt wird direkt auch an Glas-Aufnahmen beobachtet, siehe Abschnitt 5.1.

Ersetzt man die quadratische Kollimatoröffnung durch einen flächengleichen Kreis, so ist die Verknüpfung von d und Θ_K nunmehr:

$$(15) \quad \begin{aligned} \Theta_K &= \frac{d - \Delta}{\sqrt{\pi} L} \quad \text{mrad} \\ \Delta &= 0,6 \text{ mm} \\ L &= 11,75 \text{ m} = \text{Abstand Target-Kollimator (Abb.1)} \end{aligned}$$

c) Die kollimierte Ausbeute ist von der Energie abhängig. Das zeigt Abb.4, wo die Messwerte von Abb.3 und eine Reihe weiterer Messpunkte bei anderen Energien für $t_o = 2,4 \cdot 10^{-3}$ in Abhängigkeit von Θ_K aufgetragen sind. Die eingetragenen Kurven sind das Ergebnis einer Analyse aller Meßpunkte nach den folgenden Gesichtspunkten.

Der Gang mit der Energie läßt sich mit zwei plausiblen Annahmen in guter Näherung erklären:

c1) Die Elektronen erleiden im Target Vielfachstreuung, für die man die Form $\exp(-\theta^2/\Theta_v^2)$ mit

$$(16) \quad \Theta_v \approx \frac{21}{E_o} \sqrt{\frac{t_{\text{eff}}}{2}} = \frac{c_1}{E_o} \quad (E_o \text{ in GeV, } \Theta_v \text{ in mrad)}$$

annehmen kann. Danach ist $c_1 \approx 5$ zu erwarten.

c2) Die Elektronen haben eine natürliche der Maschine eigene Divergenz beim Auftreffen auf das Target der Form $\exp(-\theta^2/\theta_e^2)$ mit

$$(17) \quad \theta_e = c_2$$

wobei etwa $c_2 \approx 0,5$ mrad sein kann.

Eine Ausgleichung der Messwerte mit diesen Annahmen ergibt:

$$(18) \quad c_1^2 = 14,0 \text{ [mrad GeV]}^2$$

$$c_2^2 = 0,30 \text{ [mrad]}^2$$

Damit läßt sich die Ausbeute als Funktion von Energie, Targetdicke und Kollimation in folgender Formel empirisch zusammenfassen:

$$(19) \quad N_Y^{\square}(E_o, t_o, \theta_K) \equiv \lambda \cdot t_o \cdot N_e \equiv t_{\text{eff}} \cdot N_e$$

$$= a t_o^{1-b} (1 - e^{-x_K^2}) \cdot N_e$$

mit $a = 0,164; b = 0,92$ (9)

$$x_K = \theta_K / \theta_o$$

$$\theta_K = (d_{\text{mm}} - 0,6) / \sqrt{\pi} \cdot L \quad (15)$$

$$\theta_o^2 = \theta_v^2 + \theta_e^2$$

$$\theta_v^2 = 14/E_o^2(\text{GeV}) \text{ mrad}^2 \quad (16)$$

$$\theta_e^2 = 0,30 \text{ mrad}^2 \quad (17), (18)$$

Diese Formel wird von den Kurven in Abb.2 wiedergegeben. Mit der vereinfachenden Annahme Gl.(10) erscheint t_{eff} ganz unabhängig von der Targetdicke. Die Ausbeute läßt sich dann bequem als Funktion von d mit E_o als Parameter darstellen. In Abb.5 ist für diese Näherung unter Benutzung von (3) der Zusammenhang

$$(20) \quad N_Y^{\square} / i \cdot \Delta t = 3,62 \cdot 10^{10} (1 - e^{-x_K^2}) \quad \frac{\text{eff} \cdot \text{Quanten}}{\text{mA} \cdot \text{sec}}$$

als Funktion von d dargestellt. Die eingetragenen Messpunkte, die jeweils als Mittel über t_0 gewonnen wurden, zeigen, wie gut und wie schlecht die Näherung stimmt. Die Kurven in Abb.4 entsprechen auch der Näherung Gl.(20).

4. Einfluß des Scrapers auf die Strahldivergenz

Zur Überprüfung des Scaper-Einflusses auf die Strahldivergenz wurden in einer Messreihe Strahlprofile des unkollimierten Gamma-Strahls durch Exposition von Silberphosphat-Gläsern aufgenommen. Die Entfernung Target-Glasplatte betrug 10,2 m (Position Glas 1 in Abb.1).

In Abb.6 sind Horizontalschnitte durch so bestimmte Strahlprofile zusammengetragen, links ohne Scaper, rechts mit Scaper (alle nun folgenden Bilder sind in Strahlrichtung gesehen). Sie sind durch ihre doppelte $1/e$ -Breite charakterisiert.

Durch Ausbeutemessungen bei verschiedenen Kollimatoröffnungen wurde zunächst ein pauschales Bild über die Winkelverteilung gewonnen, wie durch Gl.(19) beschrieben. Danach hat die Verteilung eine starke Energieabhängigkeit aber kaum eine t_0 Abhängigkeit

$$(21) \quad \frac{dN_Y^{\square}}{d\Omega} = \frac{a t_0^{1-b}}{\pi \theta_0^2} e^{-\frac{\theta_K^2}{\theta_0^2}}, \quad \theta_0^2 = \frac{14}{E_0^2} + 0,30$$

Die in Klammern zum Vergleich angegebenen Werte in Abb.6 resultieren aus Gl.(21). Mit den wenigen Aufnahmen ohne Scaper wird dieses Verhalten nicht bestätigt. Für allgemeine Schlüsse der Abhängigkeit der Winkelverteilung des Gammastrahles von t_0 und E_0 enthalten die vier Messungen ohne Scaper offenbar zu wenig Information. Insbesondere begrenzte die Strahlauslaßkammer am Strahl 22 den Strahl am linken Rand.

Mehr Information enthalten die Strahlprofile zu der Frage, welche Wirkung der Scraper auf die Winkelverteilung hat. Der Einfluß ist deutlich umso stärker, je dünner das Target ist, d.h. indem der Scraper mehrfache Durchgänge verhindert, wird die natürliche Vielfachstreuung im Target für die Verteilung verantwortlich. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse natürlich komplizierter. Eine Grenze in der Reduktion der Divergenz liegt offenbar bei $\pm 0,3$ mrad.

Eine praktische Grenze ist auch durch die mit dem Hineinfahren des Scrapers verbundene Intensitätsverminderung verbunden. Für das Target $t_0 = 0,00028$ bleibt die Intensität nur noch $1/100$ des Wertes ohne Scraper. Der Scraper wirkt somit wie ein Kollimator, der den Targetfleck scharf begrenzt. Tatsächlich wird der wesentliche Teil der Intensitätsverminderung, und damit der Divergenzverminderung durch Veränderung der Scraperposition um einige $1/10$ mm gewonnen.

Abb.7 zeigt das ganze Strahlprofil für den Fall $E_0 = 6$ GeV, $t_0 = 0,00028$ mit und ohne Scraper. Man erkennt, daß die Verteilung in guter Näherung rotationssymmetrisch ist, was für das Target $t_0 = 0,31$ nicht gilt.

5. Targetausdehnung

Aus Gammastrahlaufnahmen in grossem Abstand hinter einem Kollimator können Rückschlüsse auf die Ausdehnung der emittierenden Targetfläche gezogen werden. Die in Abb.8 skizzierte Strahlgeometrie wirkt dabei umso mehr wie eine Lochkamera, je enger der Kollimator ist. Wie man aus der Abbildung abliest, ist die Beziehung zwischen der messbaren Ausdehnung des Targetbildes A zur Targetausdehnung T gegeben durch

$$(22) \quad T = \frac{L \cdot A - d(L+l)}{l}$$

Für $d \rightarrow 0$ erhält man den Abbildungsstab

$$(23) \quad \frac{A}{T} = \frac{l}{L}$$

Es wurden Aufnahmen mit Polaroid-Film und Silberphosphatgläsern unter verschiedenen Bedingungen gemacht.

Die Abmessungen betragen:

$L = 11,75$ m Target-Kollimator
 $l = 30,4$ m Kollimator-Polaroidfilm
 $d = 6$ mm

$L = 11,75$ m Target-Kollimator
 $l = 8,05$ m Kollimator-Glas 2 (Abb.1)
 $d = 2$ mm

Der Vorteil der Silberphosphat Gläser liegt in der Fähigkeit, mehrere Zehnerpotenzen in der Intensitätsskala zu registrieren.²

5.1 Streifentargets

Es ist nützlich, zunächst die Messungen an einem Target bekannter Breite, d.h. Horizontalausdehnung, zu diskutieren. Als solches wurde das Target 6 am Strahl 22 verwendet, das für die Aufnahmen 2 mm, später bei Ausbeutemessungen 0,5 mm breit war. Die Targetgeometrie ist in Abb.9 skizziert.

Dieses Target war in der Erwartung benutzt worden, daß es die Zahl der Mehrfachdurchgänge vermindert und damit die Divergenz verringert. Das Ergebnis der Ausbeutemessungen ergab aber im Gegenteil dazu eindeutig, daß selbst ein 0,5 mm breites Target noch dieselbe Ausbeute liefert wie das 5 mm breite Target Nr.4 gleicher Dicke im Strahl 22. Das deutet daraufhin, daß man für die Konversion zu Gammastrahlen annähernd punktförmige Targets verwenden kann, ohne an Ausbeute zu verlieren. Darüberhinaus scheint noch eher bei einem schmalen Target die Spillzeit länger zu werden. Dieser Punkt wurde aber nur beiläufig beobachtet und nicht systematisch untersucht.

Ein zweites Ergebnis mit diesem Target betrifft die Kollimatoröffnung. Die Polaroidaufnahme dieses Targets zeigt Abb.10. Das Bild des Targets samt dem Halter erscheint seitenverkehrt und verschmiert durch die Kollimatoröffnung.

²
V.Eckardt, DESY-Bericht 67/12

Man sieht, daß noch Teile des Halters, wenn auch schwach, strahlen. Das Target erscheint $A = 26$ mm breit, während man nach Gl.(22) $A = 26,7$ mm erwarten würde. Die aus der Glasaufnahme gewonnene Intensitätsverteilung zeigt Abb.10a. Die Verteilung ist schmaler, als man nach Gl.(22) erwarten würde: $A = 4,7$ mm. Mit der reduzierten Kollimatoröffnung nach Gl.(14) erhält man dagegen $A' = 3,7$ mm.

Die experimentelle Bildbreite A'' ergibt sich aus der volumengleichen Rechteckverteilung. Nehmen wir an, die Intensität ist zylindersymmetrisch verteilt und nähern die Verteilung Abb.10a durch einen Kegelstumpf mit den Radien $R = 2,4$ und $r = 0,9$ mm, so hat eine gleich normierte Zylinderverteilung den Radius

$$(24) \quad \rho = ((R^2 + Rr + r^2)/3)^{1/2}, \quad A'' = 2\rho$$

Damit wäre die experimentelle Breite $A'' = 3,4$ mm, in guter Übereinstimmung mit A' . Die Annahme von Randeffekten der Kollimatoren von Abschnitt 2.3.b bestätigt sich damit auf unabhängige Weise.

5.2 Flächentargets ohne und mit Scraper

In den Abbildungen 11 und 12 sind ein dickes Target ($1/22$, $t_o = 0,31$) und ein dünnes Target ($5/22$, $t_o = 0,00028$) gegenübergestellt, die in der Breite nicht wie Target 6 begrenzt sind. A'' definiert in diesem Fall eine Art mittlere Targetausdehnung, wenn man Gl.(24) benutzt. Man erhält aus (24) und (22)

$$(25) \quad \begin{array}{lll} T = 1,8 \text{ mm} & t_o = 0,31 & \text{Abb.11} \\ T = 5,9 \text{ mm} & t_o = 0,00028, & \text{Abb.12} \end{array}$$

Das dünne Target ist also wesentlich ausgedehnter als das dicke, d.h. es tragen auch Teile des Halters, wie man an der Polaroidaufnahme erkennt, zur Intensität wesentlich bei. Durch doppelte Kollimation wird dieser Beitrag im allgemeinen abgeschnitten.

Die Abbildung 13 a und 13 b schließlich, die auch in der Anordnung der Lochkamera mit 6 x 6 Kollimation aufgenommen sind, lassen deutlich den Effekt des Scrapers erkennen. Bei Betrieb des dünnen Targets von Abb.12 wurden die Scraperblöcke hineingefahren, so daß zunächst die Abbildung der Halterung auf 13a fast und auf 13b ganz verschwunden ist. Das Kollimatorbild erscheint auf Abb.13b dann ähnlich scharf wie bei dem dicken Target von Abb.11.

Herrn Dr. H. O. Wüster danken wir für sein förderndes Interesse. Für die Mitarbeit bei der Ausführung der Messungen danken wir den Herrn W. Ebeling, V. Eckard, Dr. M. Garell, H. J. Gebauer, H. Haller, F. Peters, H. Sadrozinski und H. Talarek.

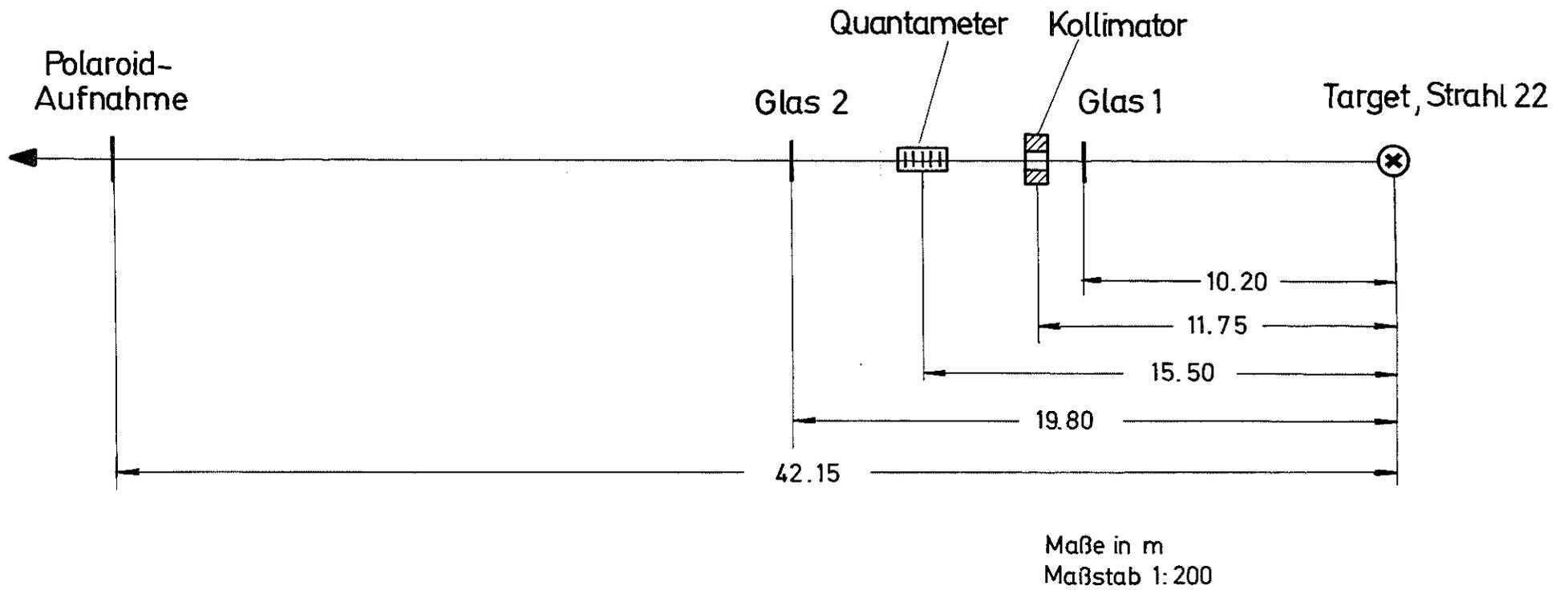


Abb. 1 Lagebeziehungen der Meßanordnung

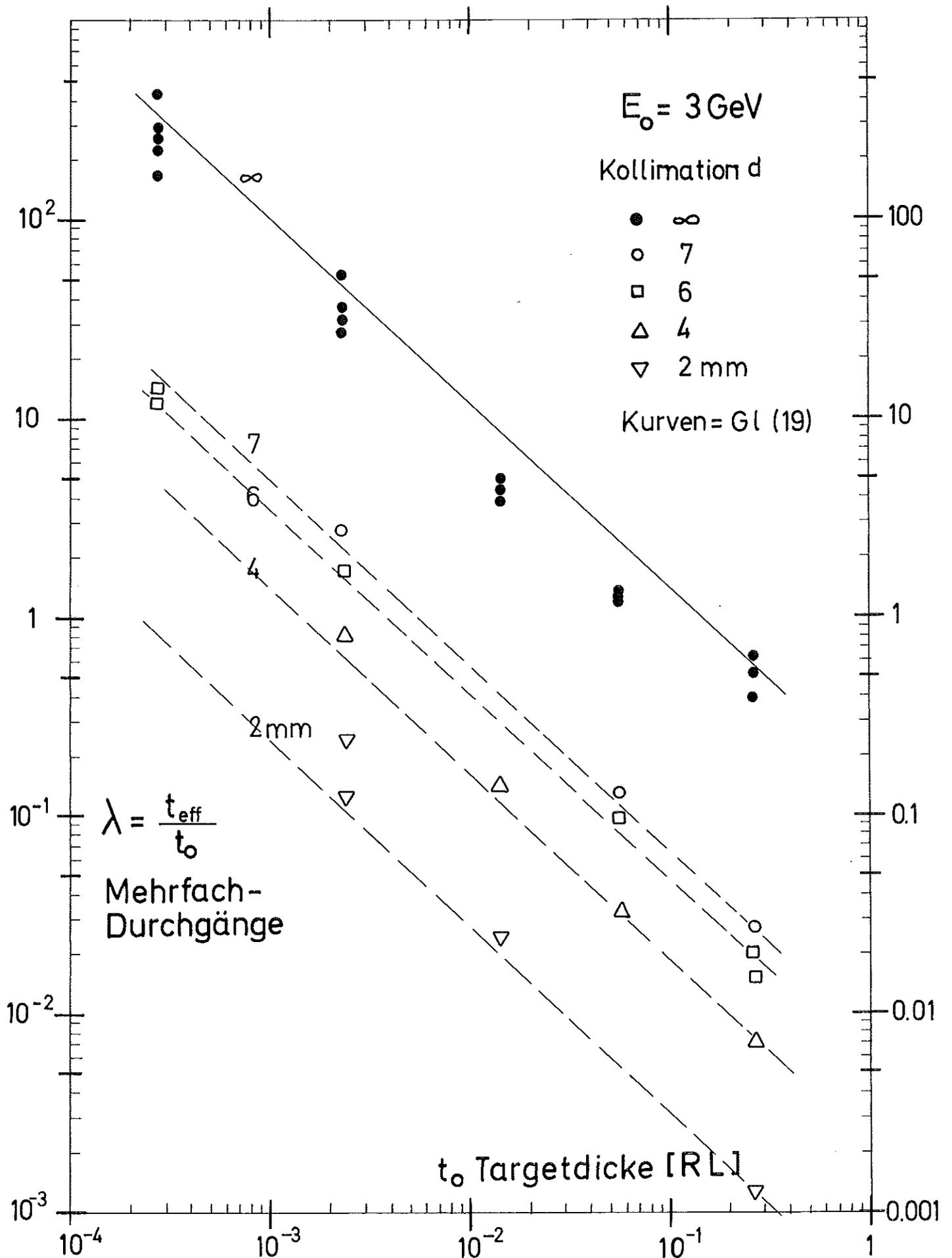


Abb. 2: Mehrfachdurchgänge gegen Targetdicke

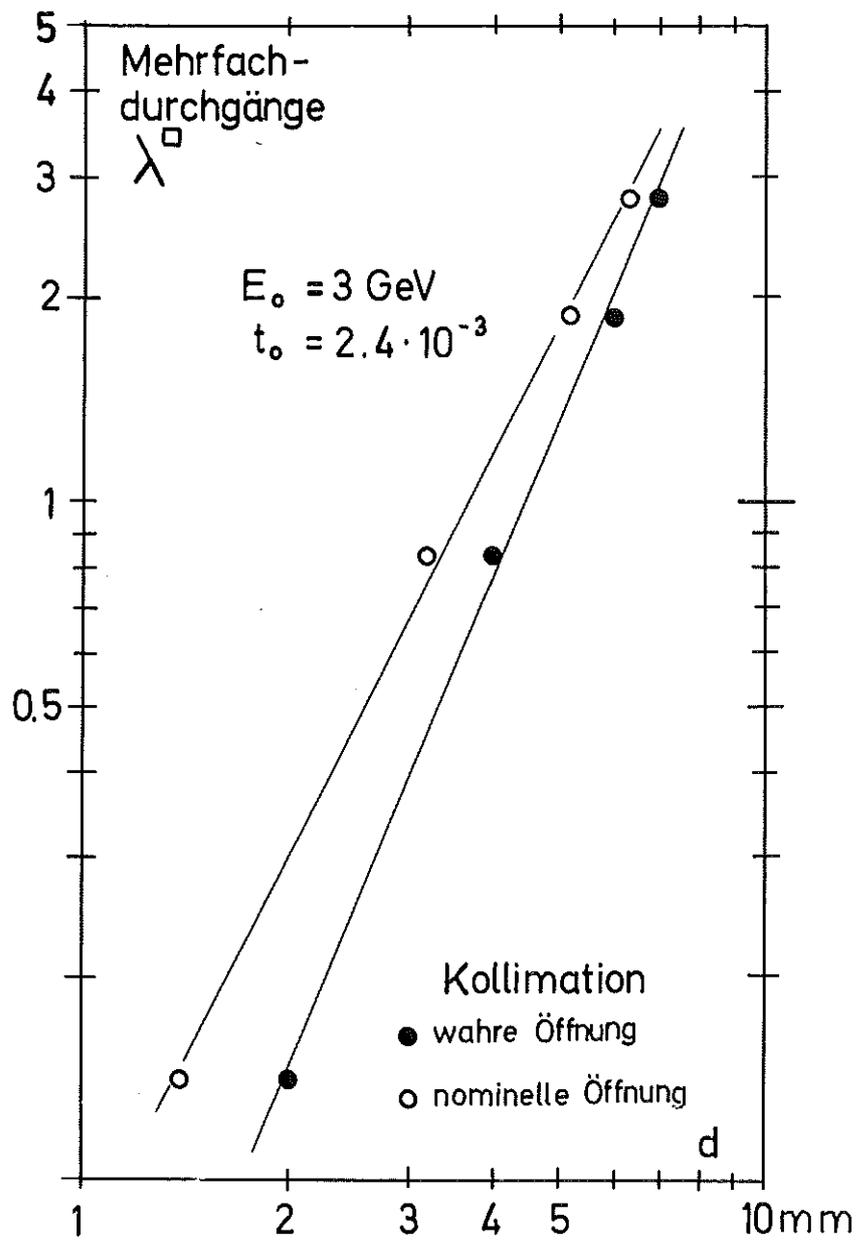


Abb. 3 Kollimierte Intensität gegen Kollimation

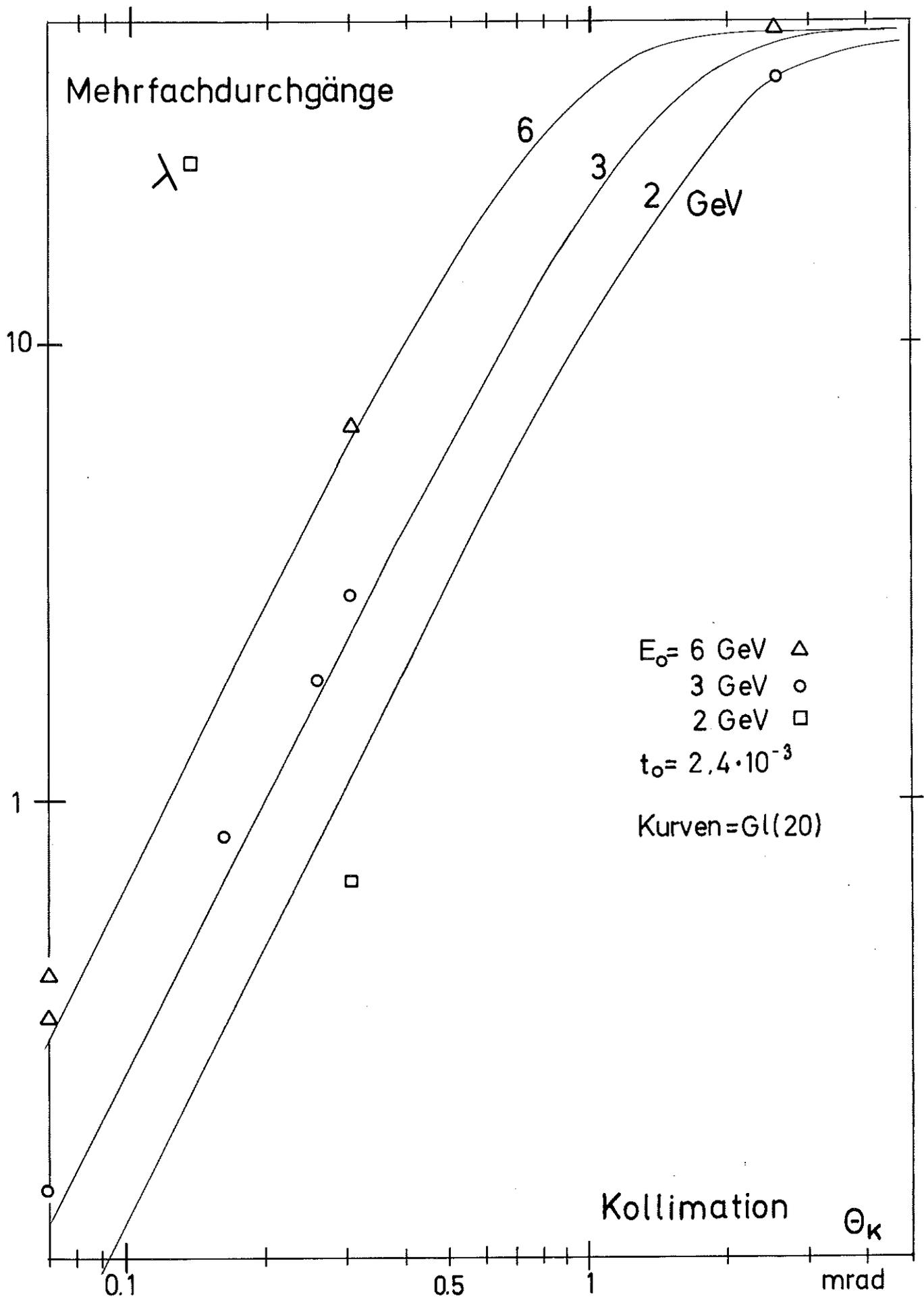


Abb. 4 Mehrfachdurchgänge gegen Kollimation

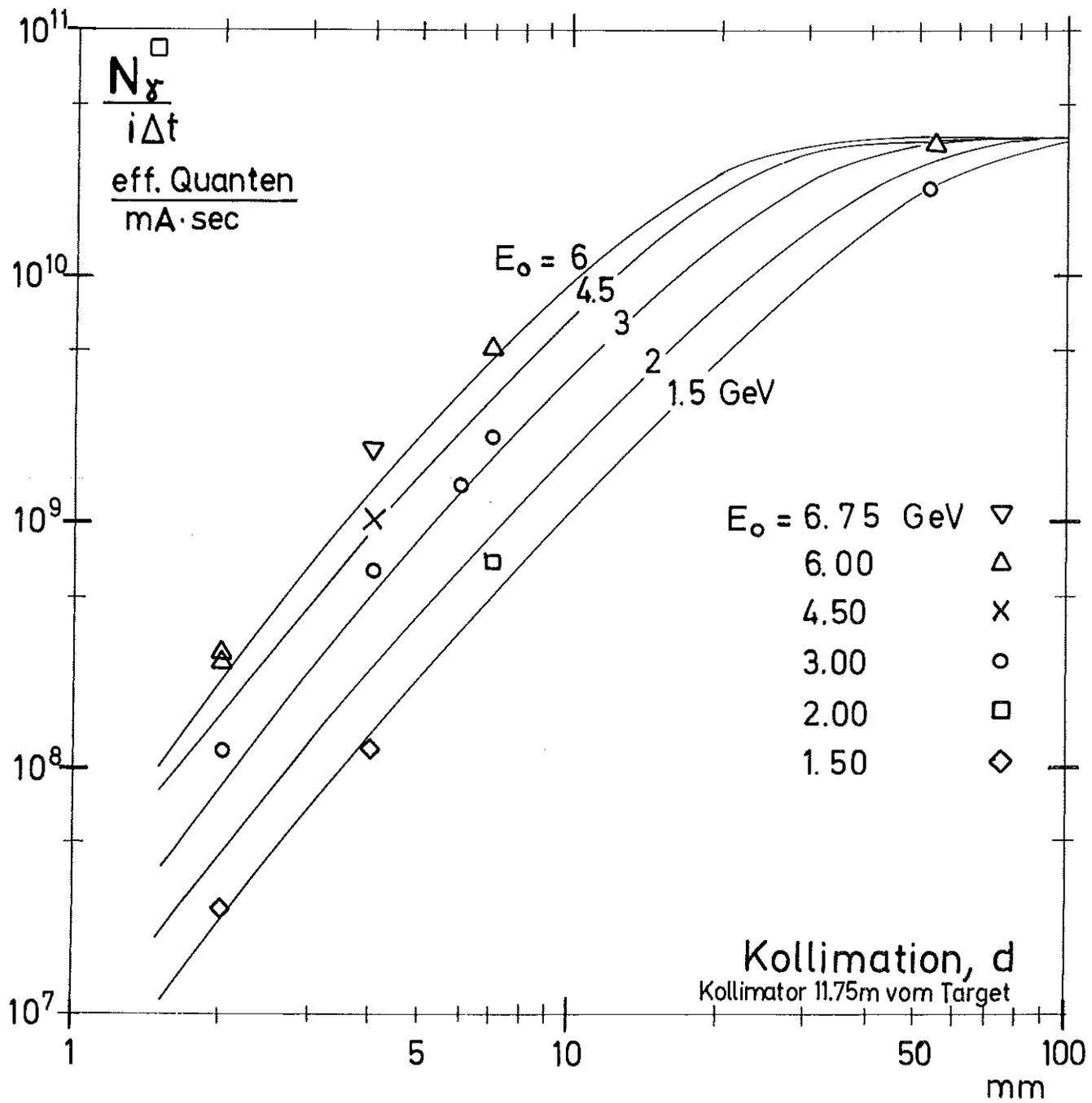


Abb. 5 Photonenausbeute nach Gl (20)

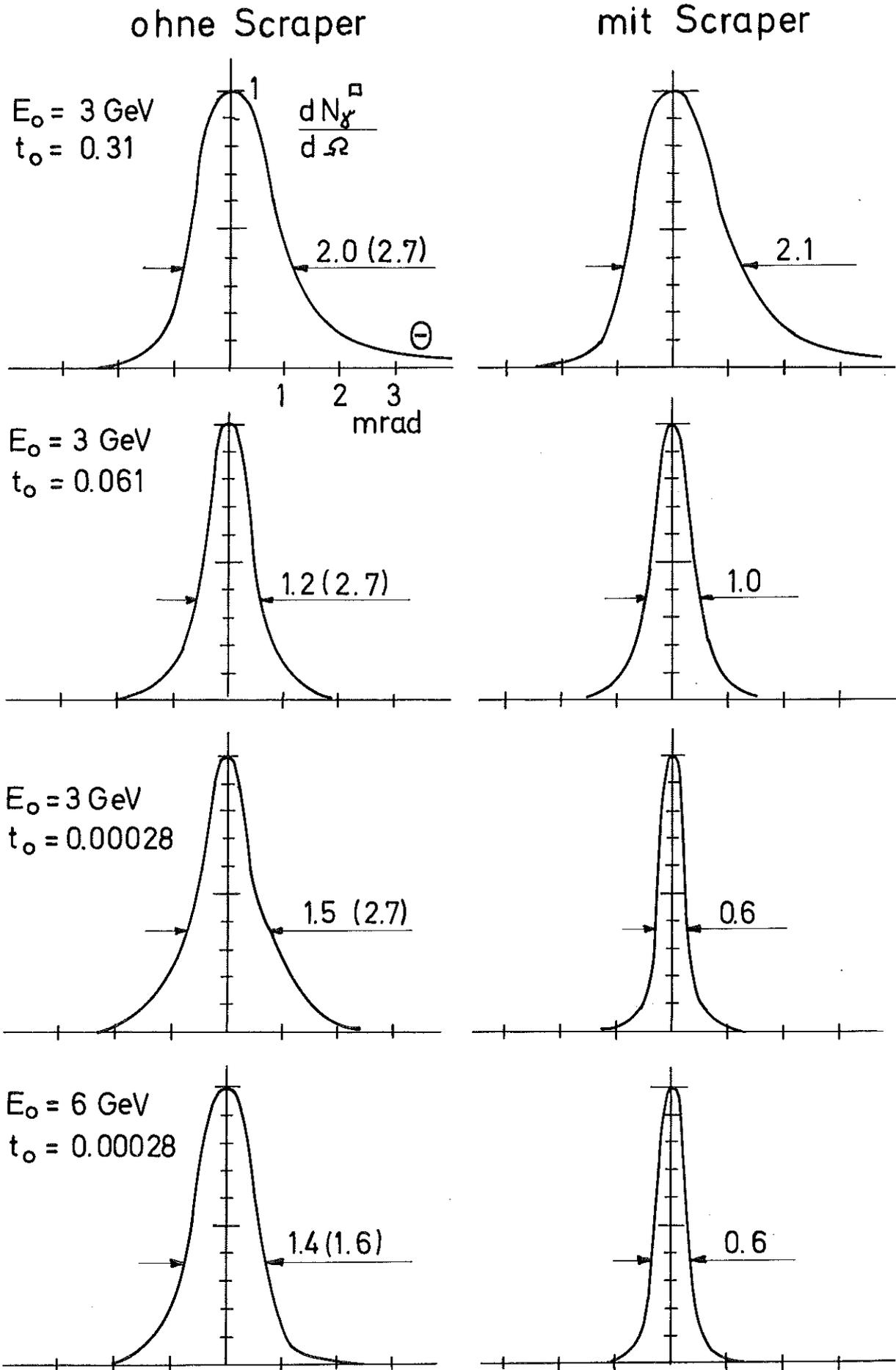


Abb. 6 Strahlprofile, normiert
Horizontalquerschnitt mit und ohne Scraper

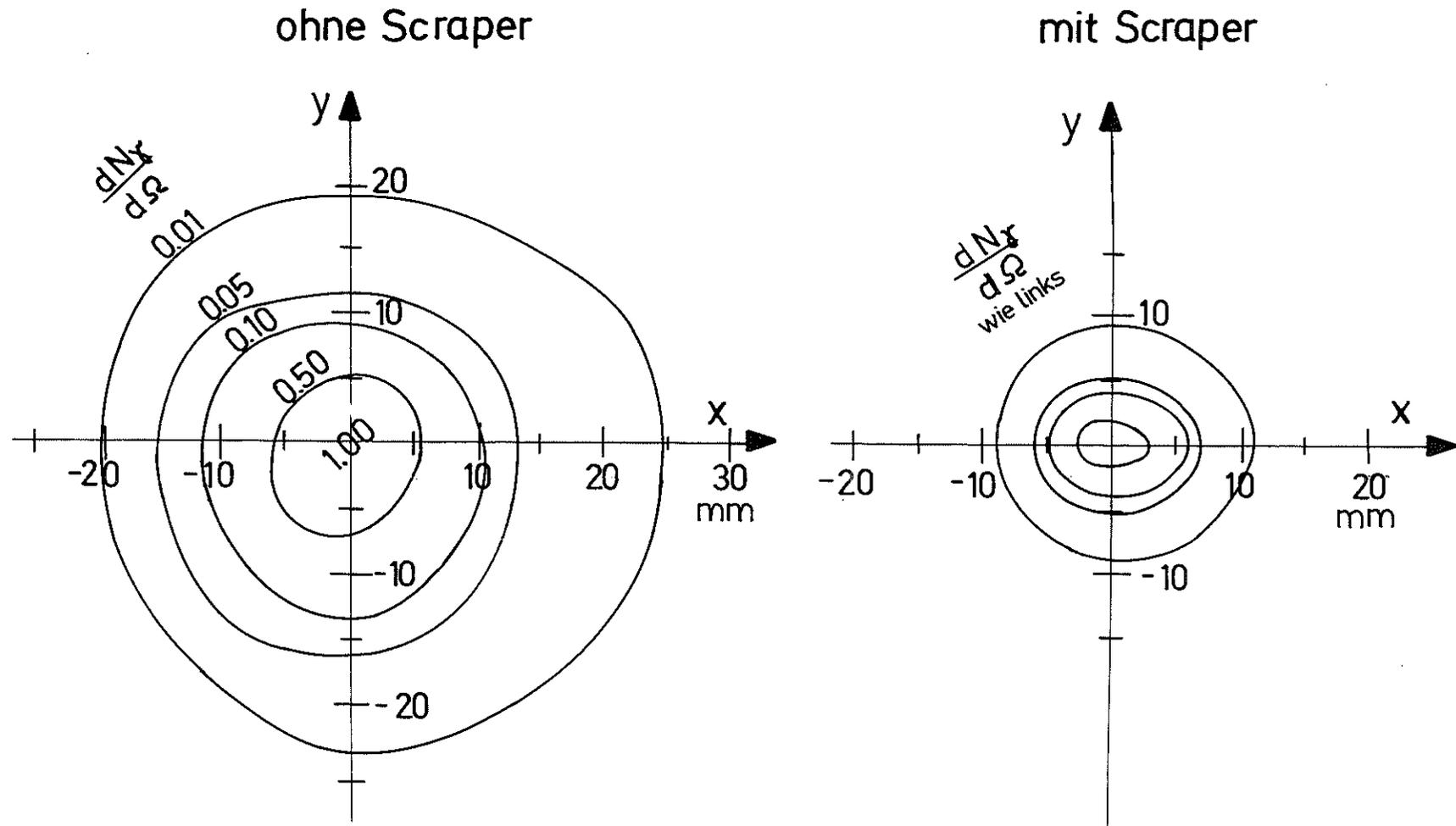


Abb. 7 Einfluß des Scraper auf die Winkelverteilung des Gammastrahls
 $E_0 = 6 \text{ GeV}$, $t_0 = 0.00028$

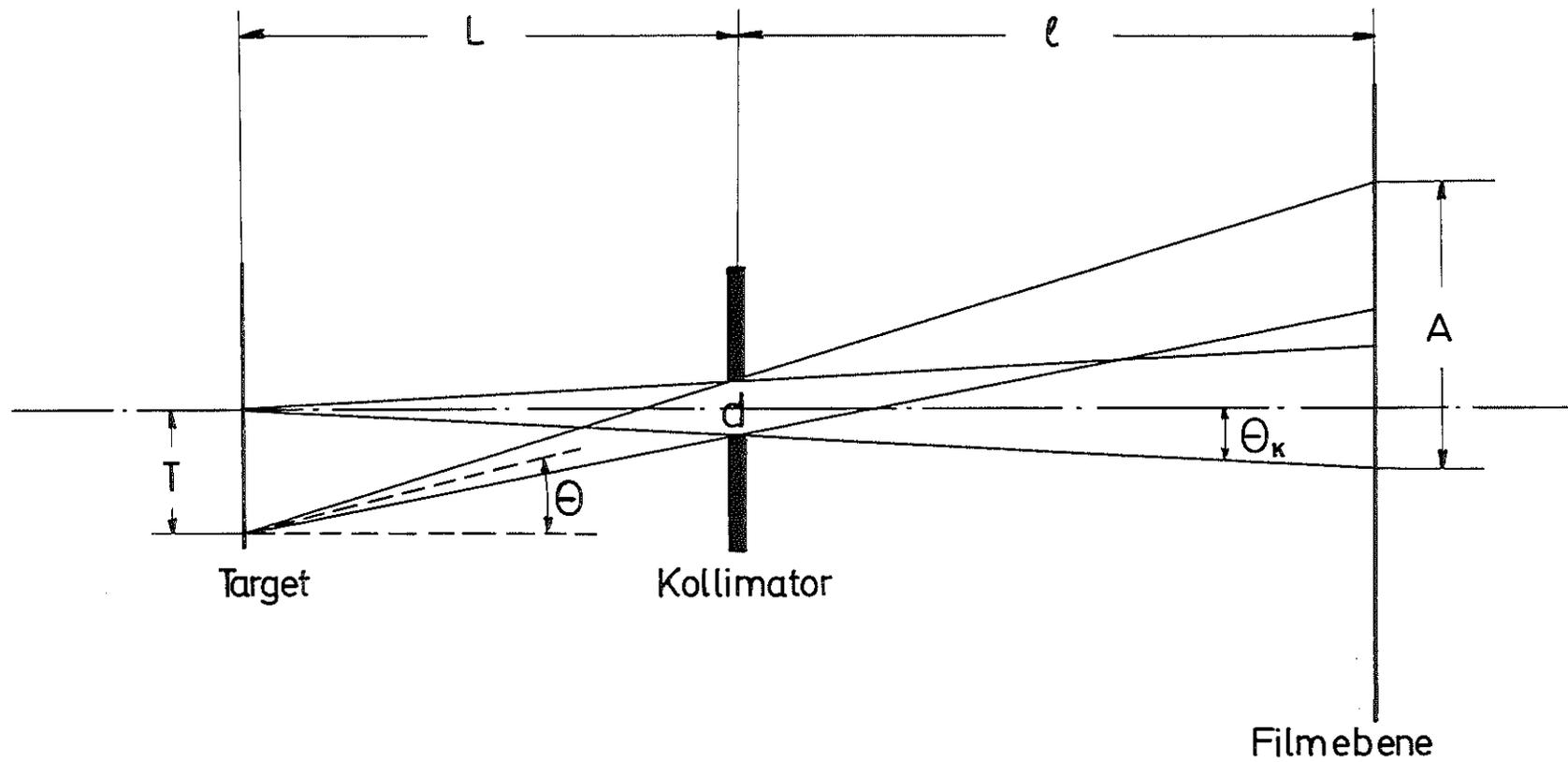


Abb. 8 Strahlgeometrie
bei Lochkameraaufnahmen

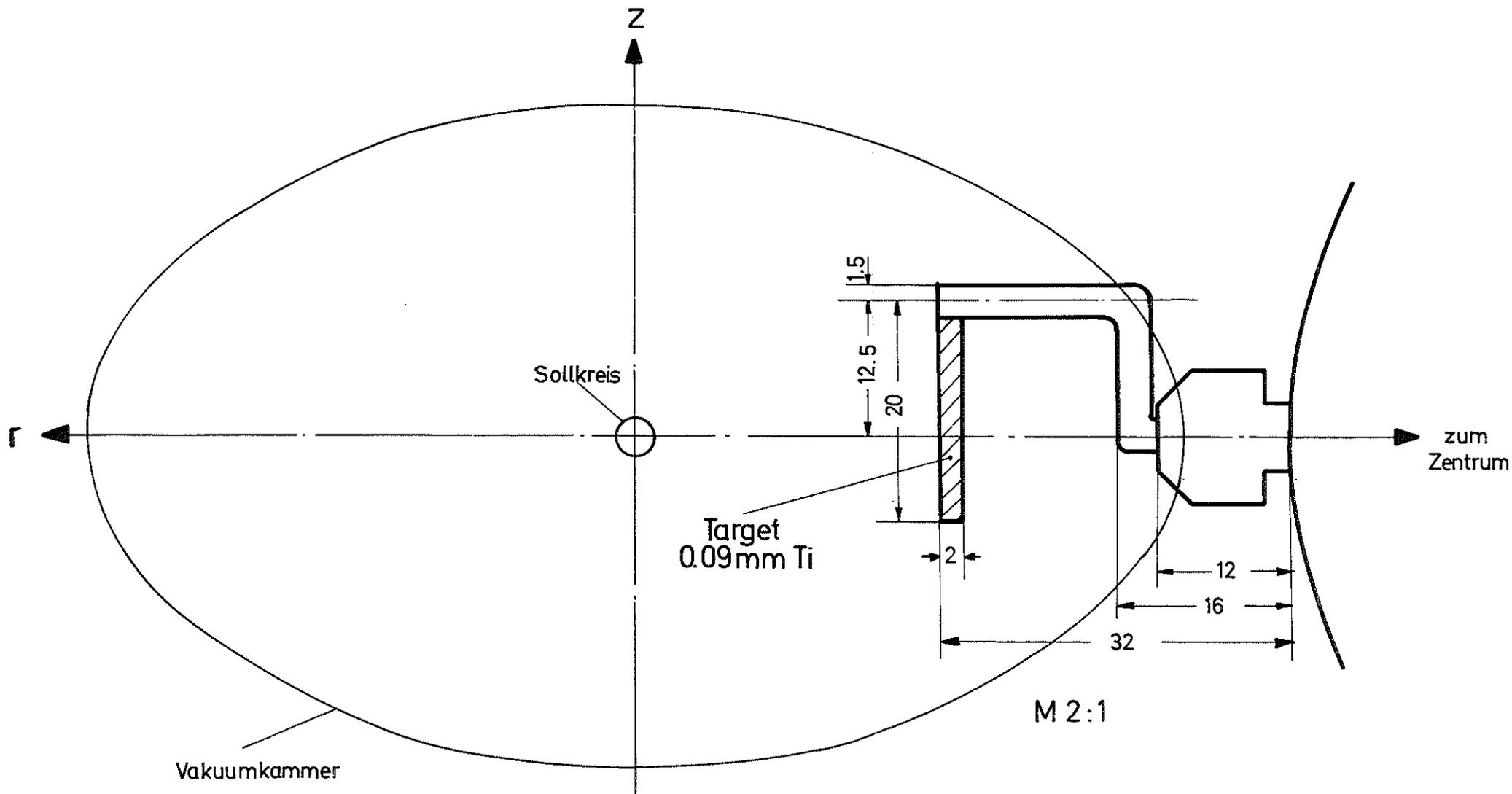


Abb.9 Abmessungen des Streifentargets
 Target 6/22, $t = 0.0025$, $b = 2$ mm

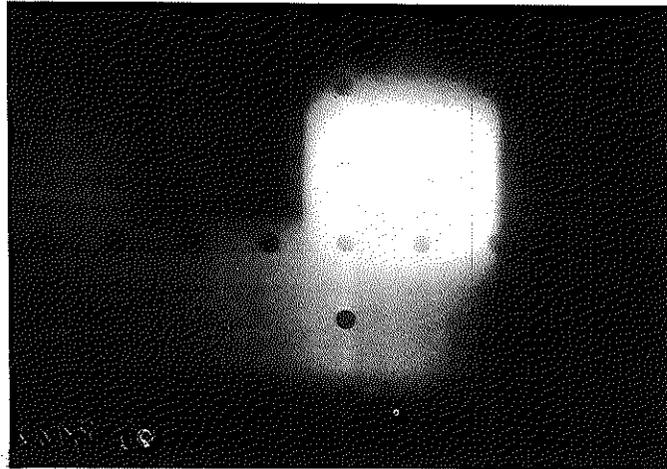


Abb. 10 Polaroidaufnahme
 Target 6/22, $t_0 = 0.0025$
 $b = 2$ mm
 $E_0 = 3$ GeV, Kollimator 6x6

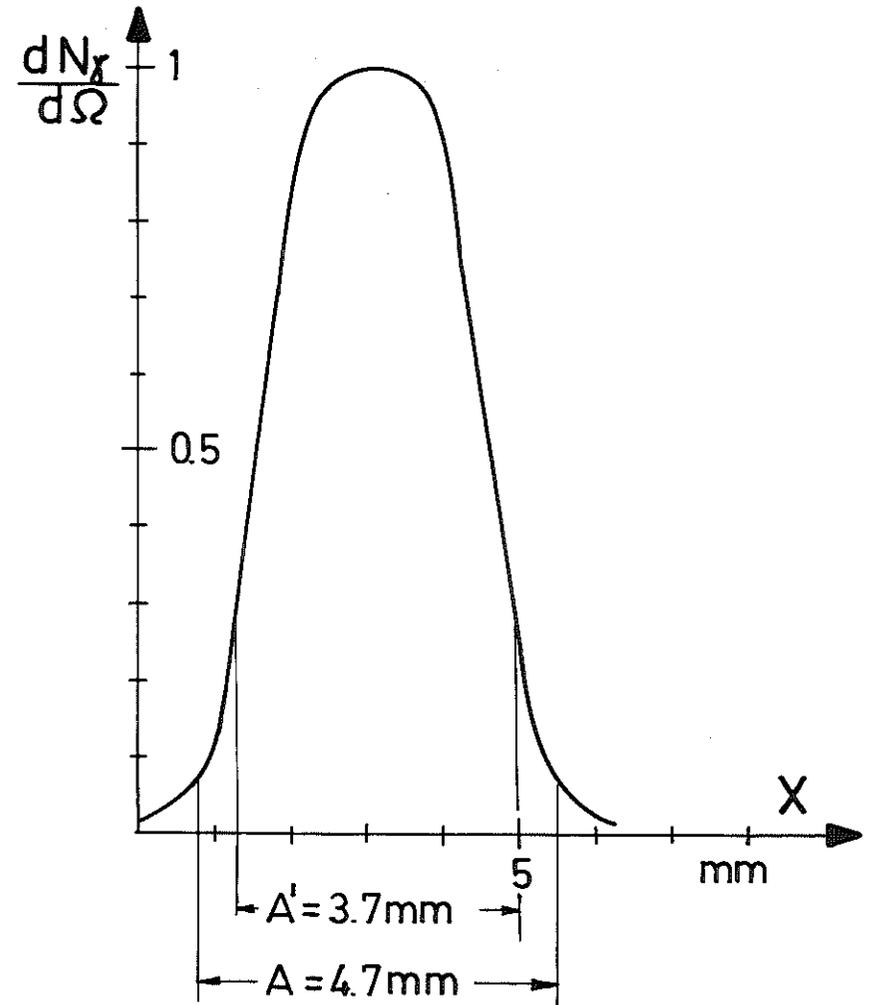


Abb. 10a Glasaufnahme
 Target 6/22, $t_0 = 0.0025$
 $b = 2$ mm
 $E_0 = 3$ GeV, Kollimator 2x2

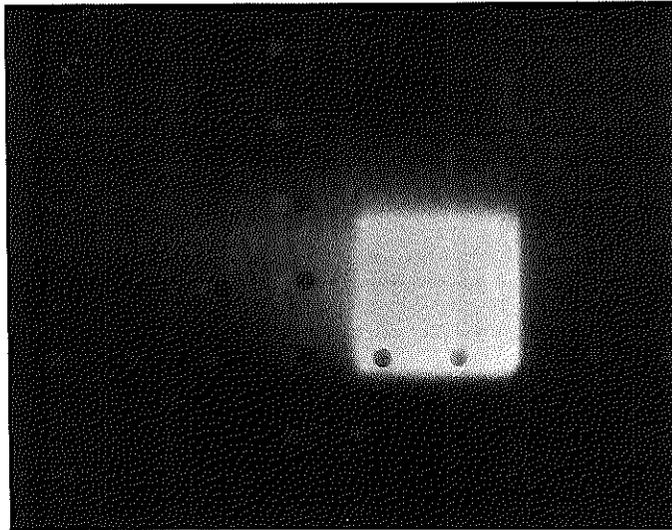


Abb. 11 Polaroidaufnahme
 Target 1/22, $t_{\sigma} = 0.31$
 $E_0 = 3 \text{ GeV}$, Kollimator 6×6

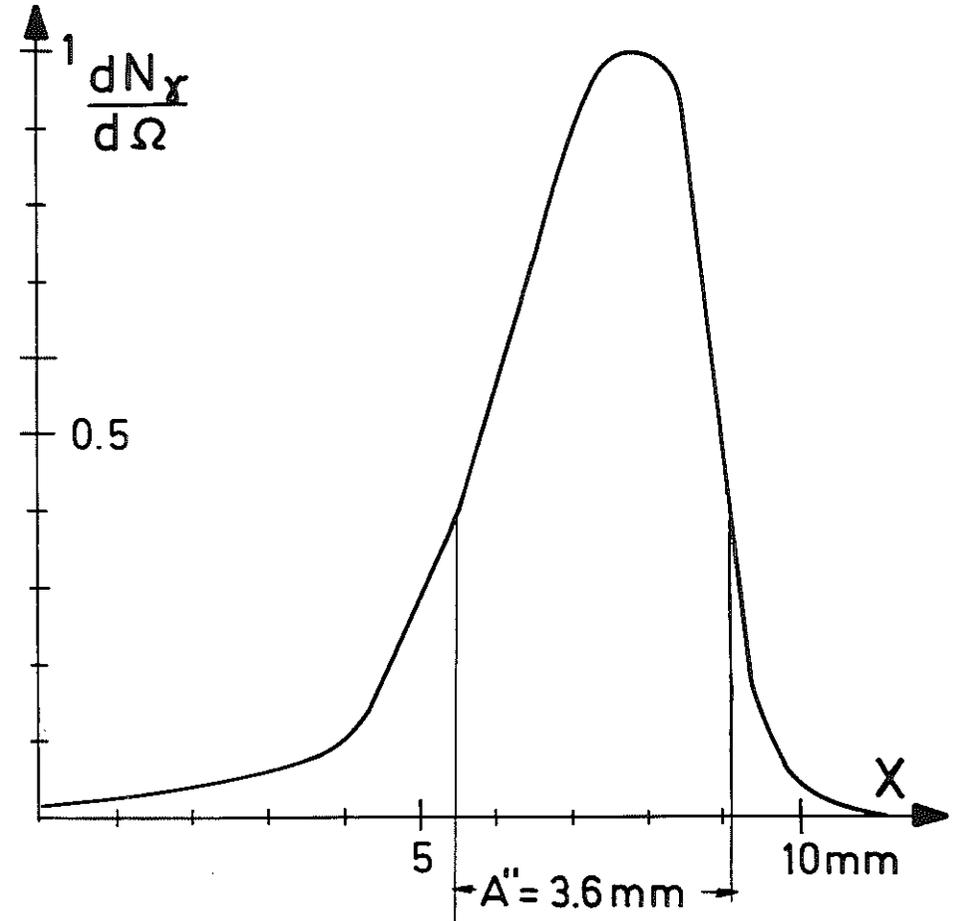


Abb.11a Glasaufnahme
 Target 1/22, $t_{\sigma} = 0.31$
 $E_0 = 3 \text{ GeV}$, Kollimator 2×2

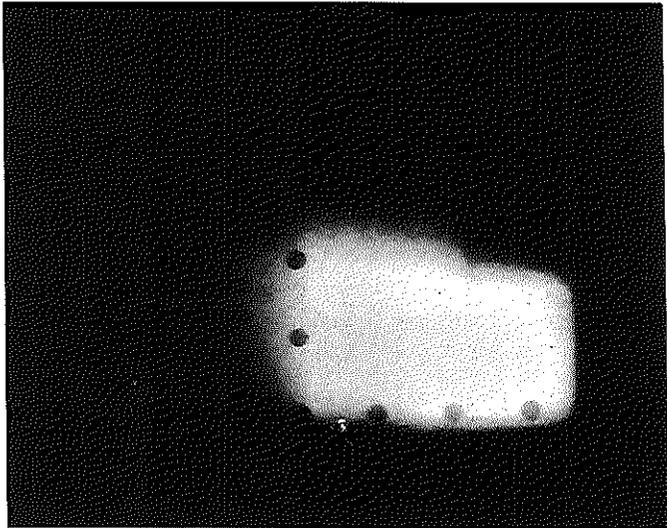


Abb. 12 Polaroidaufnahme
 Target 5/22, $t_0=0.00028$
 $E_0=3$ GeV, Kollimator 6×6

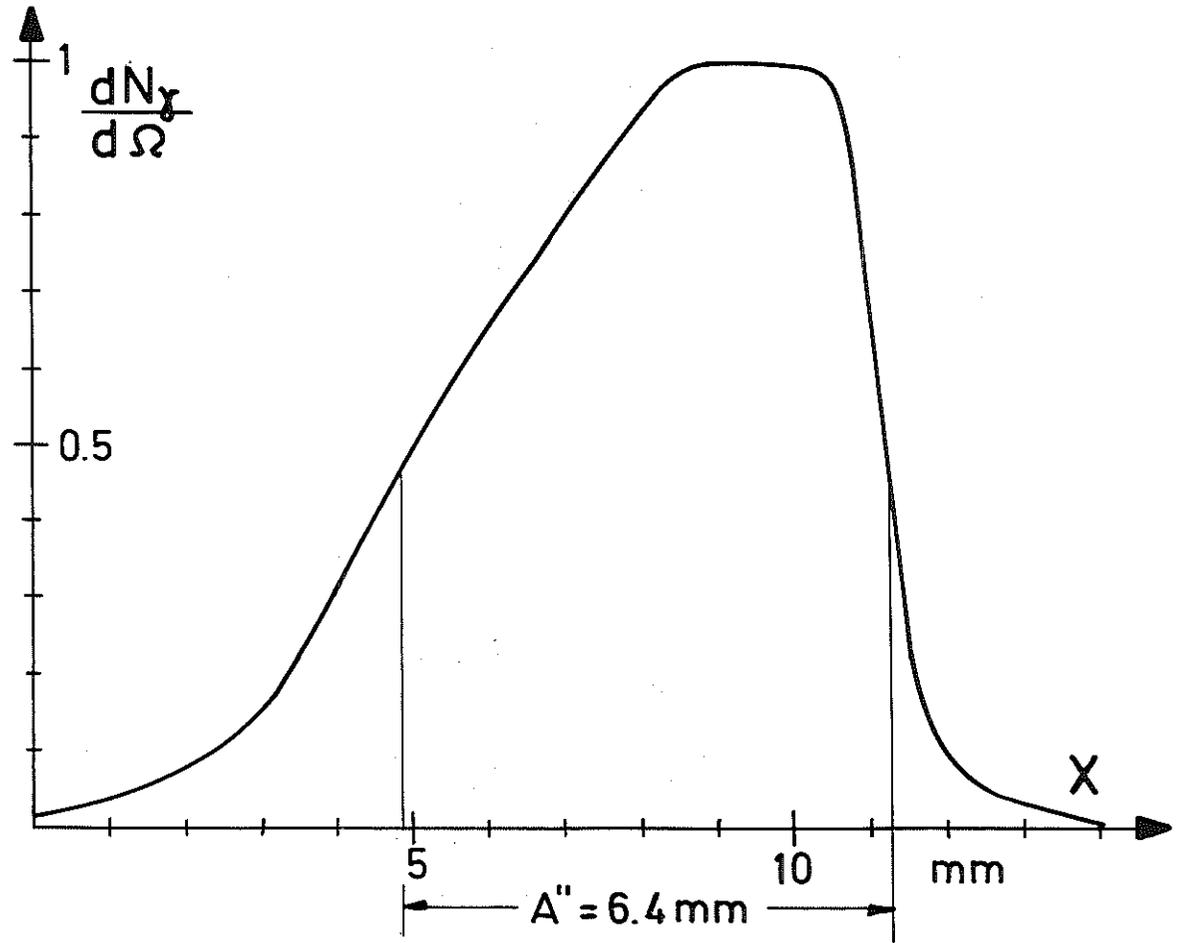


Abb. 12a Glasaufnahme
 Target 5/22, $t_0=0.00028$
 $E_0=3$ GeV, Kollimator 2×2

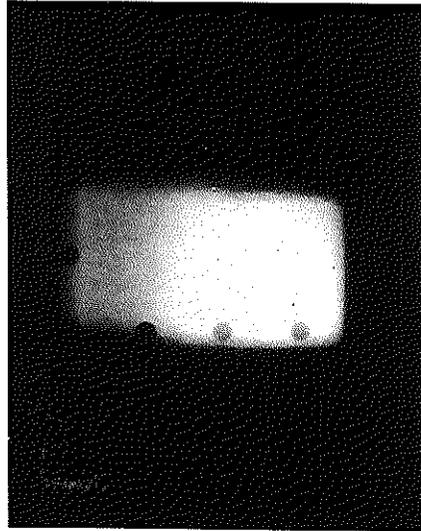


Abb. 13a Polaroidaufnahme
Target 5/22, $t_0 = 0.00028$
 $E_0 = 3$ GeV, Kollimator 6×6
Scraperöffnung vertikal: 12 mm

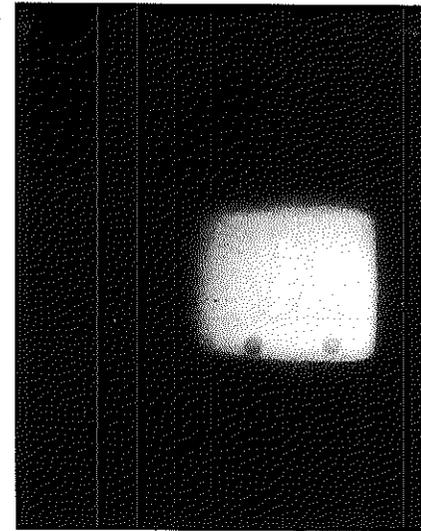


Abb. 13b Polaroidaufnahme
Target 5/22, $t_0 = 0.00028$
 $E_0 = 3$ GeV, Kollimator 6×6
Scraperöffnung vertikal: 6 mm