

Interner Bericht
DESY D3/S1-73/1
Juni 1973

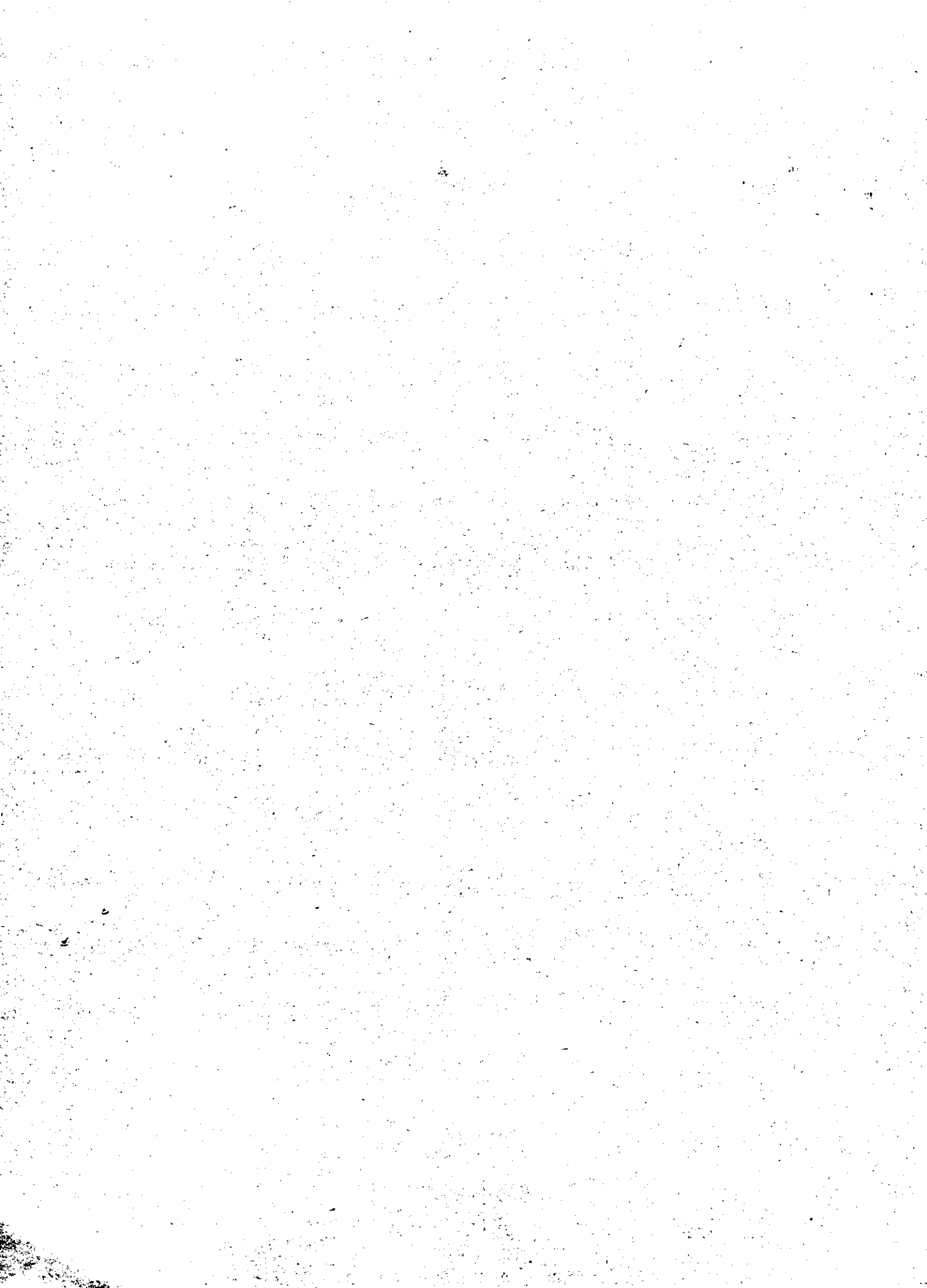
DESY-BIBLIOTHEK
17. JULI 1973

Ein Vorschlag zum Aufbau einer Experimentiermöglichkeit
mit monoenergetischen Photonen (150 bis 400 MeV) am Linac II

von

H. Dinter, A. Febel, H. Kumpfert und K. Tesch

Mit einem Anhang von J.O.Adler, B. Forkman, G.G. Jonsson,
K. Lindgren und B. Schröder, Lund Institute of Technology



Inhalt

1. Einleitung
2. Das Photonenspektrum
 - 2.1 Daten des Positronenstrahls
 - 2.2 Photonenenergien und -Intensitäten
 - 2.3 Energieunschärfe
3. Kernphysikalische Untersuchungen mit monoenergetischen Photonen im Energiebereich 150 - 400 MeV
 - 3.1 Allgemeiner Überblick
 - 3.2 Vorschläge für Experimente (mit Anhang)
4. Aufbau im Meßraum des Linac II



1. Einleitung

Das Hauptarbeitsgebiet am DESY ist die Physik der Elementarteilchen, und der weitaus größte Teil der wissenschaftlichen Aktivität ist diesen Problemen gewidmet. Es gibt aber auch einige Nebengebiete, auf denen hier - mit sehr unterschiedlicher Intensität - gearbeitet wird, genannt seien die Arbeiten mit der Synchrotronstrahlung auf dem Gebiet der Festkörperphysik, biophysikalische Untersuchungen und einige Experimente aus der hochenergetischen Kernphysik. Diese bei DESY mehr am Rande liegenden Arbeiten haben in den jeweils interessierten Kreisen durchaus Beachtung gefunden, und es ist daher nicht unvernünftig, nach weiteren oder ähnlichen Experimentiermöglichkeiten zu suchen, um die vorhandenen Apparaturen auszunutzen und das Aufgabenspektrum von DESY (in kleinem Rahmen) zu erweitern.

Der Linac II wurde gebaut zur Erhöhung der Intensität im Synchrotron und zur Erzeugung von Positronen für den Speicherring. Nun werden auch in Zukunft nicht für alle Experimente hohe Intensitäten benötigt werden, und für den Speicherring werden nicht ständig Positronen gefordert sein. Abgesehen davon, daß am Speicherring auch Elektron-Proton-Experimente geplant sind, beträgt die Einschußzeit für Positronen etwa 3 min pro 1 A, die Speicherzeit aber mehrere Stunden. Eine Umstellung des Linac II auf Elektronen zwischen den Einschüssen wird sich nicht immer lohnen. Man hat also gute Gründe zu überlegen, ob man den Linac nicht nur als Einschußbeschleuniger, sondern auch als selbstständige Einheit betreiben kann, und dann bietet sich offenbar der Positronenbetrieb besonders an, zumal hier die Zahl möglicher konkurrierender Labors sehr klein ist.

Mit den vom Linac II gelieferten Positronen können an einem Wasserstofftarget monoenergetische Photonen im Energiebereich 150 bis 400 MeV erzeugt und damit Probleme der hochenergetischen Kernphysik untersucht werden. Kernphysikalische Untersuchungen oberhalb von 100 MeV werden zur Zeit an verschiedenen Beschleunigern in Europa und in den USA durchgeführt. Für die Messung γ -induzierter Prozesse wäre die Verwendung monoenergetischer Photonen ein bedeutender Fortschritt. Vom Institut für Kernphysik in Lund wurde eine Reihe von möglichen Experimenten für monoenergetische Photonen in diesem Energiebereich zusammengestellt; wir haben diese Zusammenstellung unserem Bericht als Anhang beigelegt. Auch für einige deutsche Institute dürfte eine solche Experimentiermöglichkeit von Interesse sein.

Im folgenden Abschnitt wird die erreichbare Intensität monoenergetischer Photonen und der beiden wichtigsten Konkurrenzreaktionen (Bremsstrahlungserzeugung am Proton und am Elektron) angegeben und die Energieunschärfe der an sich monoenergetischen γ -Linie infolge verschiedener Nebeneffekte berechnet. Im Abschnitt 3 werden eine Reihe von möglichen kernphysikalischen Experimenten angegeben, und im letzten Abschnitt zeigen wir, daß der Meßraum des Linacs nach nur geringem Umbau für dieses Projekt geeignet ist.

2. Das Photonenspektrum

2.1 Daten des Positronenstrahls

Der Linac II besteht z.Zt. aus 12 Beschleunigerabschnitten. Zwischen dem 5. und 6. Abschnitt sitzt der Positronenkonverter; mit den verbleibenden 7 Abschnitten kann man die Positronen auf maximal 380 MeV beschleunigen. Der Linac kann noch um 2 Abschnitte verlängert werden, wodurch man eine maximale Positronenenergie von 480 MeV erhält.

Als minimale Positronenenergie ist etwa 150 MeV zu erreichen bei bereits verringerter Intensität. Diese Begrenzung ist gegeben durch den FODO-Kanal, die Fokussiereinrichtung der letzten Beschleunigerabschnitte; Untersuchungen hierzu sind noch im Gange.

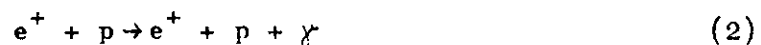
Die bisher erreichte Intensität beträgt 1500 μA Pulsstrom bei einer Energieunschärfe von $\Delta E/E = \pm 1,5\%$. Bei einer Pulsdauer von 1 μs und einer Wiederholungsrate von 50 Hz bedeutet das einen mittleren Strom von 0,075 μA oder $4,7 \times 10^{11}$ e^+ /s. Eine mögliche Pulsbreite von 2 μs dürfte etwa 50% mehr Intensität bringen; für die nachfolgenden Rechnungen wurde daher ein Fluß von $1 \cdot 10^{12}$ e^+ /s angenommen, den man mit etwas Optimismus erreichen sollte. Die Emittanz beträgt rechnerisch unterhalb von 360 MeV $1,7 \text{ } \pi\text{cm mrad}$, darüber nimmt sie ab bis $1,2 \text{ } \pi\text{cm mrad}$ bei 500 MeV. Die gemessenen Werte sind etwas kleiner. Für die folgenden Rechnungen wird ein energieunabhängiger Wert von $1,4 \text{ } \pi\text{cm mrad}$ angenommen.

2.2 Photonenenergien und -Intensitäten

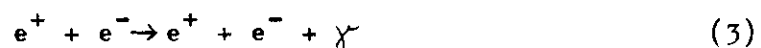
Monoenergetische Photonen werden erzeugt durch die Reaktion



da bei einer Zweiteilchenreaktion durch einen gegebenen Beobachtungswinkel die Energie des auslaufenden Teilchens bestimmt ist. Diese Vernichtungsstrahlung wird durch ein kontinuierliches Spektrum überlagert, das bei Verwendung eines H_2 -Targets im wesentlichen von den Reaktionen



und



herrührt. Die Reaktion $e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$ trägt ebenfalls zu diesem Untergrund bei, doch ist dieser Betrag in unserem Energiebereich so klein (einige Prozent), so daß sie im folgenden noch vernachlässigt wird.

Um die Bremsstrahlung am Kern klein zu halten, muß ein Erzeugungstarget von niedriger Ordnungszahl, vorzugsweise flüssiger Wasserstoff, verwendet werden. Da die Wirkungsquerschnitte für Prozeß 2 und 3 mit zunehmendem Winkel sehr viel stärker abfallen als der von Prozeß 1, wird man ein Experimentiertarget etwas außerhalb der durch die Richtung der Positronen gegebenen Strahlachse stellen.

Die Energie k_1 der Vernichtungsquanten in Abhängigkeit von ihrem Winkel θ (im Laborsystem) und der Energie E der Positronen ist in Abb. 1 dargestellt. Symmetrische Zerstrahlung erhält man unter dem Winkel $\sqrt{2m/E}$ ($m =$ Elektronenmasse).

Für den Wirkungsquerschnitt für Reaktion 1 verwenden wir die Formel von Tsai¹⁾:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_0^2}{2} \frac{1}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} \left[\frac{2\gamma}{1+\gamma^2\theta^2} + \frac{1+\gamma^2\theta^2}{2\gamma} + \frac{4\gamma^2 E^2}{1+\gamma^2 E^2} - \frac{4\gamma^4 E^4}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} \right] \quad (4)$$

$$v_0 = \frac{2\gamma^2 E^2 - 1}{2\gamma E}$$

$$\gamma = \frac{E}{m}$$

Für das am Proton erzeugte Bremsspektrum ist das bekannte Schiff-Spektrum²⁾, differentiell in Photonenenergie k_2 und Winkel, eine genügend gute Näherung^{*)}:

$$\frac{d^2\sigma}{dk_2 d\Omega} = \frac{2Z^2}{137\pi} \cdot \frac{v_0^2}{\eta E} \cdot \gamma^2 \cdot \left\{ \frac{16\gamma^2 E^2 (1-\eta)}{(1+\gamma^2\theta^2)^4} - \frac{(2-\eta)^2}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} + \left[\frac{2-2\eta+\eta^2}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} - \frac{4\gamma^2\theta^2(1-\eta)}{(1+\gamma^2\theta^2)^4} \right] \cdot \ln M \right\} \quad (5)$$

$$\frac{1}{M} = \left(\frac{\eta}{2\gamma(1-\eta)} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{2}}}{111(\gamma^2\theta^2+1)} \right)^2 ; \quad \eta = k_2/E$$

Der Beitrag von der Bremsstrahlungserzeugung am Elektron ist etwa so groß wie der von Gl. 5, nur daß aus kinematischen Gründen das kontinuierliche Spektrum nicht bis zur Maximalenergie E , sondern nur (bei vorgegebenem Beobachtungswinkel) bis zur Energie k_1 geht. Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist numerisch schwierig. Altarelli und Buccella³⁾ sowie Tsai et al.⁴⁾ haben ihn,

*) Für die Reaktionen (2) und (3) können wir den Unterschied zwischen Elektron und Positron vernachlässigen.

mit unterschiedlichen Vereinfachungen, berechnet. Wir benutzen den Ausdruck der letztgenannten Autoren, da er von Dufner et al.⁵⁾ mit Hilfe einer Anpassungsfunktion an genaue Rechnungen von Swanson⁵⁾ angepaßt wurde und eine numerisch einfache Form erhalten hat:

$$\frac{d^3\sigma_3}{d\Omega dk_3} = f \cdot \frac{2}{137\pi} \cdot r_0^2 \cdot \frac{1}{k_3} \cdot \gamma^2 \cdot \left\{ \frac{1}{\gamma^4 \theta^4} + \frac{1}{4\gamma^2} \right\} \cdot \left\{ [4 - 4\gamma + 2\gamma^2] \cdot \right. \quad (6)$$

$$\left. \cdot \ln [2\gamma(\gamma^{-1} - 1)] - 3 + 3\gamma - \gamma^2 \right\}$$

$$\gamma = \frac{k_3 (1 + \gamma \frac{\theta^2}{2})}{E}$$

$$f = (1 - 0,1 \sin \theta^*) \cdot (1 - \gamma e^{-3(1-\gamma)^{\frac{1}{3}}})$$

Einige numerische Ergebnisse der Gl. (4) bis (6) haben wir in den Abb. 2 und 3 dargestellt. In Abb. 2 ist aufgetragen die Zahl der monoenergetischen Photonen N_1 pro Sekunde und 1 msterad für einen Fluß von $1 \times 10^{12} e^+/s$ und einem H_2 -Target von 10 cm Länge in Abhängigkeit vom Laborwinkel für verschiedene Positronenenergien.

Zur Beurteilung des kontinuierlichen Untergrundes bei verschiedenen Winkeln ist in Abb. 3 das Verhältnis

$$V = \frac{\int_{15 \text{ MeV}}^E N_2 d\hat{k}_2 + \int_{15 \text{ MeV}}^{\hat{k}_1} N_3 d\hat{k}_3}{N_1}$$

aufgetragen. Aus den Abb. 1-3 kann man die optimale Position eines Experimentiertargets entnehmen.

2.3 Energieunschärfe

In dem durch die Reaktionen (1) bis (3) erzeugten Photonenspektrum wird die Linie der monoenergetischen Vernichtungsquanten verbreitert durch die Winkelunschärfe und die Energieunschärfe der Positronen sowie durch die Winkelunschärfe, die durch die Geometrie H_2 -Target - Experimentiertarget verursacht wird.

a) Die Winkelunschärfe der Positronen ergibt sich aus der Divergenz des Strahles am Ort des H_2 -Targets und aus der Vielfachstreuung und der Winkeländerung durch Abstrahlung im Target.

Die Divergenz des Strahles ergibt sich aus der Emittanz des Linacs, die für Positronen bis 500 MeV theoretisch zwischen 1,2 und 1,7 π cm mrad variiert. Messungen haben etwas kleinere Werte ergeben. Nehmen wir einen mittleren Wert von 1,4 π cm mrad unabhängig von E an, so erhalten wir für eine im letzten Abschnitt vorgeschlagene Strahlführung eine Divergenz am Target von 8,7 mrad.

Zur genaueren Berechnung der Winkelunschärfe durch Vielfachstreuung verwenden wir nicht die einfache Formel $\Delta\theta = 21 \cdot \sqrt{t}/E$, sondern werten die Molière'sche Streutheorie⁶⁾ aus. Die Arbeit von Nigam et al. (Lit. 7) wird nicht berücksichtigt. Als Beispiel ist in Abb. 4 die Winkelverteilung von Positronen nach Durchgang durch 5 cm H_2 angegeben.

Die Winkeländerung der Positronen durch Abstrahlung ist gering. Bis zu einer abgestrahlten Energie von $k = 0,2 \cdot E$ ist die Winkeländerung kleiner als 1 mrad (siehe z.B. Lit. 8), für höhere k ist der Wirkungsquerschnitt sehr klein. Dieser Effekt wird daher vernachlässigt.

b) Eine Energieunschärfe der Positronen entsteht durch das Energiespektrum des Linac sowie durch die Verluste durch Ionisation und Abstrahlung im H_2 -Target.

Beim Linac wird man zugunsten der Intensität ein möglichst breites Energieband zulassen: $\Delta E/E = \pm 1,5\%$ unabhängig von der Energie.

Die Berechnung der Ionisationsverluste mit Hilfe der Landau-Verteilung⁹⁾ zeigt, daß dieser Effekt mindestens bis zu einer Targetlänge von 10 cm H_2 vernachlässigt werden kann. Das gleiche gilt für die Energieverluste durch Abstrahlung.

c) Die Energieunschärfe der Photonen wird also durch die Strahldivergenz, die Molière-Verteilung und die Energieunschärfe der Positronen bestimmt. Dazu kommt die Winkelunschärfe durch den experimentellen Aufbau. Die resultierende Energieunschärfe der Photonen berechnet man am besten mit einer Monte-Carlo-Rechnung. Da eine solche noch nicht vorliegt, haben wir zur ersten Orientierung die Halbwertsbreiten der Verteilungen quadratisch addiert, wobei als effektive Targetlänge die halbe Targetlänge eingesetzt wurde. Nimmt man z.B. ein Experimentiertarget an, das in 5 m Entfernung vom H_2 -Target im Winkelbereich 18 bis 25 mrad aufgestellt ist (siehe letzten Abschnitt), so erhält man für $E = 300$ MeV und 10 cm H_2 eine Energiebreite (FWHM) der Vernichtungsquanten von 14%. Bei kleinen Positronenenergien dominiert die Molière-Streuung, bei großen Energien rührt die Unschärfe vorwiegend von der Strahldivergenz her. Bei Bedarf kann man die Divergenz verringern, wenn man an Stelle des geplanten 14. Beschleunigerabschnittes ein weiteres Quadrupolduplett aufstellt.

Für das gegebene Beispiel ergibt sich damit ein Photonenspektrum, das in Abb. 5 dargestellt ist.

Experimentell kann der Beitrag aus den Reaktionen (2) und (3) dadurch abgetrennt werden, daß man Elektronen auf das H_2 -Target fallen läßt.

3. Kernphysikalische Untersuchungen mit monoenergetischen Photonen im Energiebereich 150 - 400 MeV

3.1. Allgemeiner Überblick

Für kernphysikalische Untersuchungen wurden monoenergetische Photonen aus dem Vernichtungsprozeß bisher angewandt im Riesenresonanzbereich 10 - 30 MeV; hier sind vor allem die Arbeiten von Fultz und Mitarbeitern¹⁰⁾ in Livermore zu nennen. Im Bereich 5 - 10 GeV gibt es einen derartigen Strahl am SLAC für Spurenkammerexperimente¹¹⁾.

Im Bereich der hochenergetischen Kernphysik liegt das Schwergewicht auf dem Photonenenergiebereich 100 - 1000 MeV und hier besonders auf dem Bereich der ersten Pion-Resonanz. Dieser Bereich ist deswegen besonders interessant, weil Kernprozesse, die bei kleineren Energien z.B. durch die sog. Quasideuteron-Spaltung ausgelöst werden, jetzt durch die π -Produktion initiiert werden; als Kernprozesse sind dabei Simple Reactions, γ -Spallation und γ -Fission gemeint. Zu diesen Reaktionen liegt im Vergleich zu proton-induzierten Prozessen weniger experimentelles Material vor. Eine Berechnung dieser Prozesse ist auch erst in den letzten Jahren in Angriff genommen worden. Einfache Reaktionen können durch den Primärprozeß im Kern unter Berücksichtigung des Schalenmodells berechnet werden. Zu Spallation-Prozessen gibt es Rechnungen über die intranukleare Kaskade. Hierfür ist der Vergleich von γ -Daten mit p-Daten besonders interessant, da sich die ausgelösten Kaskaden dann nur durch den Primärprozeß unterscheiden.

In dem skizzierten Gebiet wurde bisher ausschließlich mit Bremsstrahlung gearbeitet. Zur Berechnung eines Wirkungsquerschnitts müssen daher entweder die kinematischen Größen der Reaktionsprodukte bestimmt werden, oder man wendet - z.B. bei den sehr häufigen Aktivierungsexperimenten (Bestimmung der Endkerne) - die Photondifferenzmethode an. Man kann aber leicht zeigen¹²⁾, daß neben einer guten Entfaltungsmethode hierzu eine sehr hohe Meßgenauigkeit erforderlich ist, ein Umstand, der oft nicht genügend berücksichtigt wurde. Der Vorteil eines quasi-monoenergetischen Spektrums wie in Abb. 5 liegt da auf der Hand.

Ähnliche Vorhaben wie das in diesem Bericht geschilderte werden in zwei weiteren Labors verfolgt. In Frascati stammen die Pläne schon aus dem Jahre 1968, doch macht das Projekt offenbar nur geringe Fortschritte¹³⁾. In Saclay dagegen ist die Erzeugung monoenergetischer Photonen ein Hauptarbeitsgebiet des in Betrieb befindlichen Elektronen-Linacs. Dieser Beschleuniger ist unserem Linac weit überlegen: Elektronen-Strahlleistung 200 kW bei 420 MeV, Tastverhältnis bis zu 1%. Die bisherigen Schwierigkeiten mit dem Positronenkonverter sind offenbar überwunden, so daß der Experimentierbetrieb demnächst dort aufgenommen werden kann.

3.2. Vorschläge für Experimente

Von Prof. Forkmans Institut in Lund wurde eine Reihe von Vorschlägen für Experimente aufgestellt, die wir in Form eines Anhangs diesem Bericht zufügen. Es handelt sich hier nicht um proposals im bekannten Sinn mit Abschätzung der erwarteten Zählraten, Maschinenzeitbedarf usw. Die Zusammenstellung soll vielmehr das Spektrum der Aufgaben zeigen, die mit der vorgeschlagenen Anordnung bearbeitet werden könnten. In jedem einzelnen Falle wäre dann zu prüfen, in welcher Zeit und bis zu welchem minimalen Wirkungsquerschnitt die Messungen durchgeführt werden können.

4. Aufbau im Meßraum des Linac II

Der Meßraum des Linac II wird zur Zeit nur zur Einrichtung des Linac-Strahls benutzt. Nach geringfügigem Umbau könnten in ihm die vorgeschlagenen Experimente durchgeführt werden, siehe Abb. 6. Mit den Quadrupolen Q 1, Q 2, Q 25, Q 26 kann an der Stelle des H_2 -targets ein Fokus von einigen Millimetern Durchmesser erzeugt werden, wobei das bestehende achromatische System M 1, Q 22, Q 23, M 11 bestehen bleibt. Nach Durchgang durch das H_2 -Target werden die Positronen durch einen Magneten M in einen Faraday-cup gelenkt. Die Photonen gelangen durch einen Kollimator und einen Reinigungsmagneten in eine ausreichend große Experimentierfläche mit dem Radius 2 m links vom Strahl und 4 m rechts vom Strahl. Eingezeichnet sind noch Schauerzähler und ein Quantameter als Monitore.

Als H_2 -Target kann in dem Raum ein Kryo-Tip-Target aufgestellt werden, die Bedienungskonsole kann man zugänglich in dem kleinen Maschinenraum für das Schiebeter unterbringen. Die sonstige Experimentekontrolle kann man im Kontrollraum des Linac stationieren.

Der in Abb. 6 skizzierte Aufbau verwendet im wesentlichen bereits im Meßraum oder sonst bei DESY vorhandene Elemente. Kosten für einige Sonderanfertigungen werden folgendermaßen abgeschätzt: Sektormagnet M DM 30.000,-- (Fertigung in der DESY-Werkstatt), kleiner Faraday-cup DM 30.000,--, spezielle Abschirmsteine DM 15.000,--. Vor dem ersten Experiment muß mit einem Paarspektrometer das Spektrum gemessen werden.

Der Aufbau behindert nicht die sonstige Verwendung des Raumes. Ein Strahltransport zum Absorber 2 ist ohne weiteres möglich; zum Einschließen in den Speicherring müssen hinter M 12 noch ein oder zwei Quadrupole aufgestellt werden.

Herrn Dr. Jacobs danken wir für die Berechnung des Strahltransportes und die Vorschläge zur Dimensionierung des Magneten M.

Literatur

(Literatur zum Anhang auf Seite 23)

1. Y.S.Tsai, Phys. Rev. 137 (1965) B 730
2. L.I.Schiff, Phys. Rev. 83 (1951) 252
3. G.Altanelli und F.Buccella, N.Cim. 34 (1964) 1337
R.Gatto, Proc. Intern. Symp. Electron Photon Interactions,
Hamburg 1965, Vol. I., S. 106
4. Y.S.Tsai, S.M.Swanson und C.K.Iddings, Proc. Intern. Symp.
Electron Photon Interactions, Hamburg 1965, Vol. II, S. 380
5. A.Dufner, S.Swanson und Y.S.Tsai, SLAC-67, Stanford (1966)
6. S.Flügge, Handbuch der Physik, Bd. 34, S. 117
7. B.P.Nigam, M.K.Sundaresan und T.Y.Wu, Phys. Rev. 115 (1959) 491
8. G.Lutz und H.D.Schulz, DESY-Bericht 67/29 (1967)
9. S.Flügge, Handbuch der Physik, Bd. 34, S. 89
10. R.A.Alvarez, B.L.Berman, D.R.Lasker, T.W.Phillips und S.C.Fultz,
Phys. Rev. C 4 (1971) 1673
11. J.Ballam, G.B.Chadwick, Z.G.T.Guiragossian, A.Kilert, R.R.Larsen
und D.Leith, Nucl. Instr. 73 (1969) 53
12. K.Tesch, Nucl. Instr. 95 (1971) 245
13. Frascati National Laboratories, A report to ECFA, May 1972

Abbildungen

- Abb. 1 Energie der Photonen aus der Vernichtungsreaktion (1) in Abhängigkeit vor ihrem Winkel gegen die Positronenrichtung (im Laborsystem) für verschiedene Positronenenergien.
- Abb. 2 Zahl der Photonen aus Reaktion (1) in Abhängigkeit von ihrem Winkel für verschiedene Positronenenergien. Länge des H_2 -Targets 10 cm, Positronenfluß $1 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$.
- Abb. 3 Das Verhältnis der Zahl der Bremsquanten aus Reaktion (2) und (3) oberhalb von 15 MeV zu der Zahl der monoenergetischen Photonen aus Reaktion (1) in Abhängigkeit vom Winkel im Laborsystem für verschiedene Positronenenergien.
- Abb. 4 Streuwinkelverteilung (willkürliche Einheiten) für Streuung der Positronen in das Raumwinkelement $\theta \text{ d } \theta$ nach Durchgang durch 5 cm H_2 für verschiedene Positronenenergien.
- Abb. 5 Konstruiertes Photonenspektrum. Aufgetragen ist die Zahl der Photonen pro s und msterad und MeV aus den Reaktionen (1) bis (3) für die angegebenen experimentellen Bedingungen.
- Abb. 6 Ein möglicher Aufbau im Meßraum des Linac II.

Appendix

SOME PROPOSALS FOR EXPERIMENTS WITH MONOENERGETIC PHOTONS

J-O Adler, B Forkman, G G Jonsson, K Lindgren, B Schröder

Department of Nuclear Physics, Lund Institute of Technology
Professorsgatan 3, S-223 63 LUND, Sweden

March 1973

SOME PROPOSALS FOR EXPERIMENTS WITH MONOENERGETIC PHOTONS

	<u>CONTENTS</u>	<u>PAGE</u>
1.	INTRODUCTION	1
2.	EXPERIMENTS USING SIMPLE EXPERIMENTAL METHODS	1
2.1	Photon induced direct reactions and spallation reactions	1
3.	INBEAM-EXPERIMENTS WITH APPARATUS AVAILABLE IN LUND	3
3.1	Photons from excited levels with short life-time	3
3.2	Charged particles from complex nuclei	4
3.3	Photofission	4
4.	EXPERIMENTS REQUIRING HEAVY EQUIPMENT AND COMPLEX ANALYSIS	6
4.1	(γ, np) , (γ, p) and (γ, n) processes ($50 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 200 \text{ MeV}$)	6
4.2	$(\gamma, \pi^{-} p)$ -reactions in nuclei ($300 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 1000 \text{ MeV}$)	7
4.3	Inelastic pion photoproduction	9
	REFERENCES	9

1. INTRODUCTION

For the study of photonuclear reactions almost all experiments have been carried out with bremsstrahlung as gamma source. A serious disadvantage of this method is the destruction of information when converting the primary measured yields into cross sections. In 1961 groups at Livermore and Saclay started to use monoenergetic photons obtained from the annihilation in flight of positrons. Today many institutes all over the world have available beams of monoenergetic photons, but mostly with energies below 100 MeV. Thus the very interesting energy region around the pion resonances is a "new" field to be investigated with monoenergetic photons.

The Lund photonuclear research group should be very interested in doing experiments with high-energy monoenergetic photons, if such a facility was available at DESY.

With this paper we will suggest some experiments which we find should be of great interest in the sense that basic physical parameters may be determined. The details are given in the subsections below.

First we discuss some experiments which could be done with experimental facilities already available in Lund and secondly we will discuss some experiments which require big and "heavy" equipments which we have not available, but which could perhaps be carried out together with groups at Hamburg.

2. EXPERIMENTS USING SIMPLE EXPERIMENTAL METHODS

2.1 PHOTON INDUCED DIRECT REACTIONS AND SPALLATION REACTIONS

Photon induced direct reactions and spallation reactions have been studied by the photonuclear research group in Lund in the energy region 0.1 - 7 GeV [1-7]. All experiments hitherto have been carried out with bremsstrahlung. The method of induced activity has been used. This is a simple technique, which requires only cheap instrumentation.

Above the pion threshold the photon is assumed to interact mainly

with a single nucleon forming an excited nucleon. This excited nucleon decays almost immediately into a pion and a stable nucleon. It is most probable that the two particles interact with other nucleons in the same nucleus and thus create a cascade-evaporation process. In this case a large variety of reaction products is obtained. If the interaction takes place on the nuclear surface, there is also a probability that the pion only or both the pion and the recoil nucleon are emitted without further interactions. These latter cases lead to (γ, π) - and (γ, N) -reactions, which are of direct character.

A study of (γ, π) reactions with monoenergetic photons should yield a better determination of the form and size of the cross section. These quantities are sensitive to the photon interaction mechanism, to the number of loosely bound nucleons in the nucleus and to the probability for pion interaction with the nucleus. Also nuclear structure effects may be of importance since the initial and final states must influence the process. A study of some of the reactions earlier studied [6] with bremsstrahlung should therefore be of great interest.

Recently an investigation of inelastic gamma scattering of photons by nuclei (^{87}Y , ^{115}In and ^{197}Au) was carried out in the energy region 100 - 800 MeV [7]. An increase in the yield curves at about 200 MeV was found. Since bremsstrahlung was used only average cross sections in the energy region 200 - 800 MeV were obtained. However, the cross sections were found to be large. The π^0 production process was assumed to be responsible for the cross section. It should be very interesting to do this experiment with monoenergetic photons, since in this case both the reaction threshold and the form of the cross section can be more accurately determined. For ^{115}In it should also be possible to study the (γ, π^+) -reaction, which should give information about the ratio between π^+ and π^0 production on nuclei.

The study of (γ, n) and (γ, p) nuclear reaction cross sections above the pion threshold give information both about the reaction mechanism and nuclear shell structure; only the most loosely bound nucleons are involved in the reaction. With bremsstrahlung it has only been possible to study light nuclei [2], since the contribution to the yield from the giant dipole resonance increases

strongly with A. With monoenergetic photons these investigations could be extended to heavier nuclei.

In the high-energy region bremsstrahlung induced spallation reactions have been studied for several elements, see i.e. [3-5]. It is found that the cross section distributions $\sigma(Z,A)$ are similar to those for proton induced reactions. From comparisons to Monte-Carlo cascade-evaporation calculations for incident photons it is found that the two-step model can explain the cross section distributions [8,9]. The only difference between photon and proton induced spallation reactions lies in the initial interaction processes. For complex spallation reactions a resonance structure at about 300 MeV is observed. However, the information about the form of the cross sections is limited because of the continuous photon spectrum used. With monoenergetic photons the spallation cross sections can be much more accurately determined. Obviously, a study of spallation cross sections for some elements with monoenergetic photons both below and above the pion threshold (50 - 500 MeV) should improve the information about the interaction processes involved.

3. INBEAM-EXPERIMENTS WITH APPARATUS AVAILABLE IN LUND

3.1 PHOTONS FROM EXCITED LEVELS WITH SHORT LIFE-TIME

This type of experiments have been made in Lund on ^{16}O [11], where the reactions $^{16}\text{O}(\gamma,n)^{15}\text{O}^*$ and $^{16}\text{O}(\gamma,p)^{15}\text{N}^*$ were studied with bremsstrahlung photons up to 800 MeV and we are currently measuring on the reaction $^{11}\text{B}(\gamma,p)^{10}\text{Be}^*$. These measurements give information about the contribution from $(\gamma,\pi N)$ -reactions to the excited states under investigation. By comparing these calculations with theoretical calculations by Andersson et al [10] it is possible to estimate the number of valence nucleons available for the reaction.

These investigations are of course seriously hampered by the fact that the main contribution to the yield comes from the giant resonance and it would be a considerable improvement, if they could be made with monoenergetic photons. With such a clean experiment it would also be possible to include the effects of excitation of spin-isospin states [12] in the analysis.

3.2 CHARGED PARTICLES FROM COMPLEX NUCLEI

dE/dx -E measurements with a semiconductor telescope makes it possible to identify the different light nuclei emitted in a photonuclear reaction and to measure their energy. In the energy region around and above the photopion threshold very little has been made in this field and we have recently started such measurements in Lund. The first results (α -particles from ^{197}Au irradiated with 500 MeV bremsstrahlung) were presented at the International Conference on Photonuclear Reactions and Applications in Pacific Grove, California, March 1973.

With the telescope connected on-line to a computer, which will be the case in Lund, it is possible to study the emission of the different hydrogen- and helium-isotopes in the same run. With monoenergetic photons we will thus get the cross-sections and energy distributions for these different particles in one run.

It would be desirable to measure the excitation functions, energy distributions and angular distributions for the different photoparticles for some target nuclei covering the periodic table so that the A-dependence can be established. From these data and a Monte-Carlo cascade-evaporation program [8], which we have available, we will get information about among others clustering effects in the nuclei.

Particularly interesting is the behaviour of the triton as it has been reported from proton-induced reactions [13] that the triton energy-distribution is double-peaked. This may be due to a pick-up process during the cascade competing with evaporation.

3.3 PHOTOFISSION

The fission process is currently studied using a variety of particles and a large range of irradiation energies with the extremes thermal neutrons and at present 28 GeV protons. In these studies effects due to the fission process are, more or less effectively, separated from effects due to the primary reaction mechanisms. Photon induced fission studies [14] are of special importance because of the zero mass,

zero charge and low angular momentum brought into the nucleus by the photon. Also the liquid drop model (LDM) [15], which gives a theoretical base for elements below Ra developed from the comparison with a drop caused to deform by introducing excitation energy, should be best studied by the use of photons.

Among the problems which could be studied with monoenergetic photons and which are less feasible with bremsstrahlung are the following divided in two groups, one using simple techniques the other more complicated methods.

1) The total fission cross section of elements with low fission barriers, i. e. large contributions to σ_Q from the giant resonance energy region, are at the moment known only with fair accuracy. Thus the fissility, i.e. σ_f/σ_c , for these elements are uncertain. The fissilities are of importance as they may be calculated from the statistical theory of Weisskopf and Bohr-Wheeler [16]. The parameters of greatest interest are the level density parameters, a_n and a_f , and the fission barriers, B_f , and the way in which these parameters change with excitation energy of the fissioning nucleus, and mass and charge of this nucleus. Combined with the measurements described below, see subsequently 2, also the mean difference between B_{fs} and B_{fa} , i.e. the difference between symmetric and asymmetric fission barriers, could be investigated and compared with the existing calculations using the two-humped fission barrier concept [17].

In the case of medium energy photofission no investigations have so far been performed as to obtain the charge dispersion of fission fragments in a given mass chain. Such studies using radiochemical methods would yield information concerning the charge division among the fragments and also the neutron evaporation from the fragments. So far the question of how the charge divides itself between the fragments is not clearly understood in the sense that only empirical relations are known.

Another field in which the special features of photofission have not been studied is the recoil studies used to derive information concerning the cascade step of the process.

In this field the use of radiochemical methods combined with high resolution gamma detectors would be most interesting as there are some unsolved questions about how the total energy at the scission point divides itself between kinetic energy and fragment excitation energy [16].

2) The experimental set-up consists of semiconductor detectors used with the time-of-flight method and on-line data collection. The distributions obtained, i.e. fragment kinetic energy versus total kinetic energy, total kinetic energy versus mass ratio etc, are used to compare with (LDM)-calculations [15], Monte-Carlo calculations [8] and calculations based on a qualitative model. In the LDM theory the question of the type of flow in the liquid drop is not solved and also there exist different calculations which could be used to obtain basic physical quantities such as level densities and their variation with excitation energy. The special Monte-Carlo code, for incoming photons, used to simulate the intranuclear cascade point out certain differences between particle- and photoninduced reactions. Part of these differences may be checked using the fission process, as the properties of the two fragments may be studied in detail.

Finally, the question of asymmetric and symmetric fission, their competition with excitation energy, mass and charge of the fissioning nucleus could be studied most carefully. It should be remembered that the photon often proceed the reaction through a pi-meson, thus meson induced fission may be indirectly investigated.

4. EXPERIMENTS REQUIRING HEAVY EQUIPMENT AND COMPLEX ANALYSIS

4.1 (γ,np) , (γ,p) AND (γ,n) PROCESSES ($50 \text{ MeV} < E_\gamma < 200 \text{ MeV}$)

In the energy region between 50 MeV and 200 MeV, it is assumed that photons mainly interact with n-p clusters inside the nucleus. This assumption, however, has not definitely been tested. One of the best experiments is the one done by the Glasgow group [18-19], who compares the (γ,np)

cross section with a theoretical discussion by Gottfried [20-21]. The photoabsorption cross section found is about $175 \text{ A } \mu\text{b}$ but the coincidence cross section is reduced a factor of three due to absorption effects. The experimental arrangement is shown in figure 1 and the photon exposure was made with bremsstrahlung. Gottfried shows that the

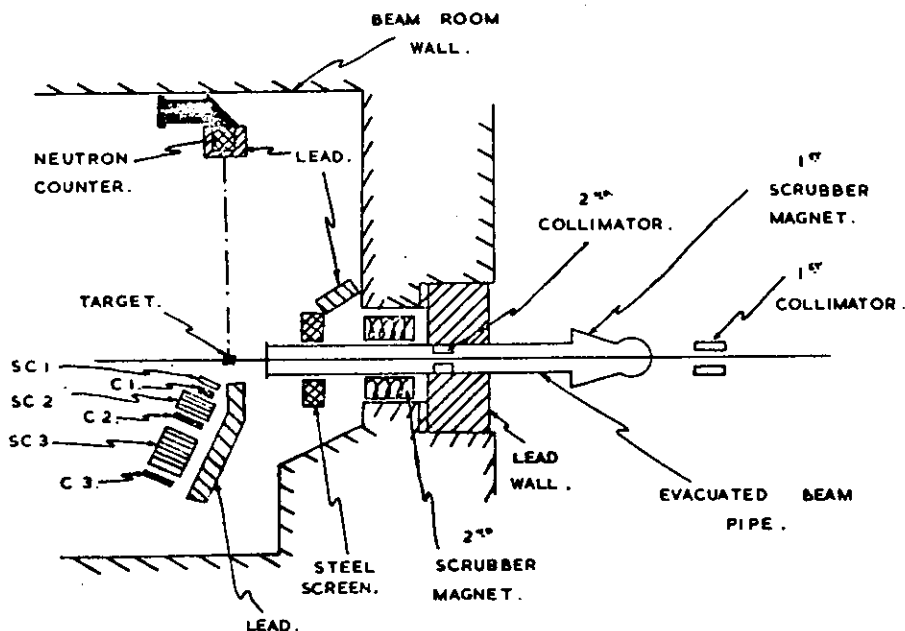


FIGURE 1 Arrangement of the apparatus in the beam room of Glasgow University synchrotron

direct (γ, pn) reaction can yield information concerning the short range correlations of nucleon pairs. It would be of great interest to get information about the pair correlation function and study with monoenergetic photons the cross section of (γ, np) , (γ, p) and (γ, n) processes in order to understand the photon-absorption process in this energy region.

4.2 $(\gamma, \pi^- p)$ -REACTIONS IN NUCLEI ($300 \text{ MeV} < E_\gamma < 1000 \text{ MeV}$)

When photons with energies above the photopion threshold interact with nuclei, it is very probable that an excited nucleon is formed inside the nucleus. The resulting isobar

decays almost immediately into a stable nucleon and a pion. It would thus be of special interest to measure $(\gamma, \pi^- p)$ coincidences and determine the angular distributions and the coincidence energy. The photo-absorption cross section in this energy region is about $330 \text{ A } \mu\text{b}$ but the coincidence cross section is reduced a factor of three to four due to absorption effects [10]. If a coincidence experiment is possible with monoenergetic photons the nucleon energy levels in the nucleus could be determined. A $(\gamma, \pi^- p)$ experiment has some advantages in preference to well-known $(p, 2p)$ reactions as the incident photons can reach inner nucleons without interacting with outer ones. Some experiments but with bremsstrahlung have been made by the Saclay group [22-23] with the arrangement given in figure 2.

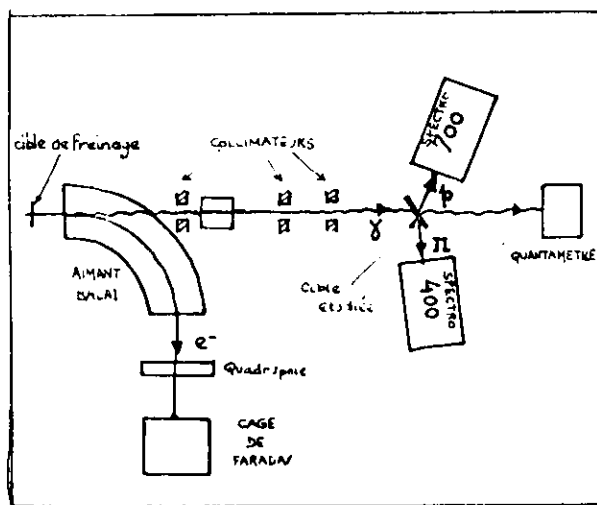


FIGURE 2a

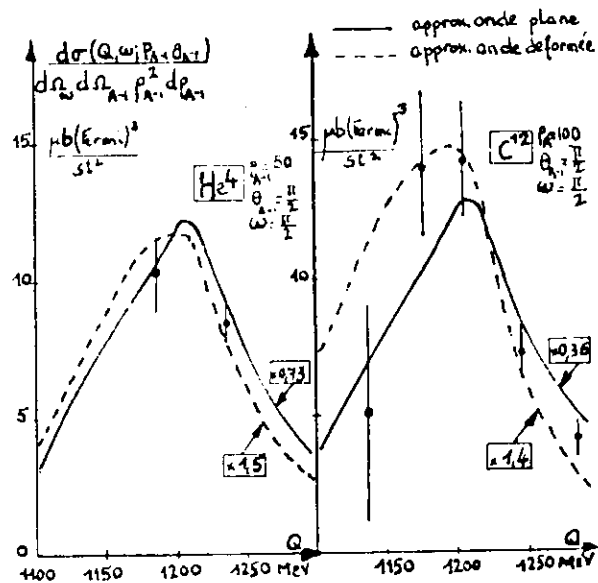


FIGURE 2b

Of special interest is $\pi^- p$ coincidence measurements in light elements as more detailed information can be obtained about the absorption mechanism in this photon energy region but also about reabsorption effects of particularly the pion.

4.3 INELASTIC PION PHOTOPRODUCTION

During recent years there have been a considerable interest in the possibility of exciting the spin-isospin states in the generalized Goldhaber-Teller model [24]. There are several ways of doing this, among others inelastic electron scattering [25], radiative μ^- -capture [26], radiative π^- -capture [27] and photo-production of pions [12]. The most direct way to study the latter is to measure the energy and angular distributions of pions produced on complex nuclei by monoenergetic photons and this type of experiment would therefore be a natural expansion of experiments of type 3.1. In the ^{16}O -case there already exist theoretical calculations [12] of pion spectrum and pion angular distribution of monoenergetic photons with $E_\gamma = 500$ MeV.

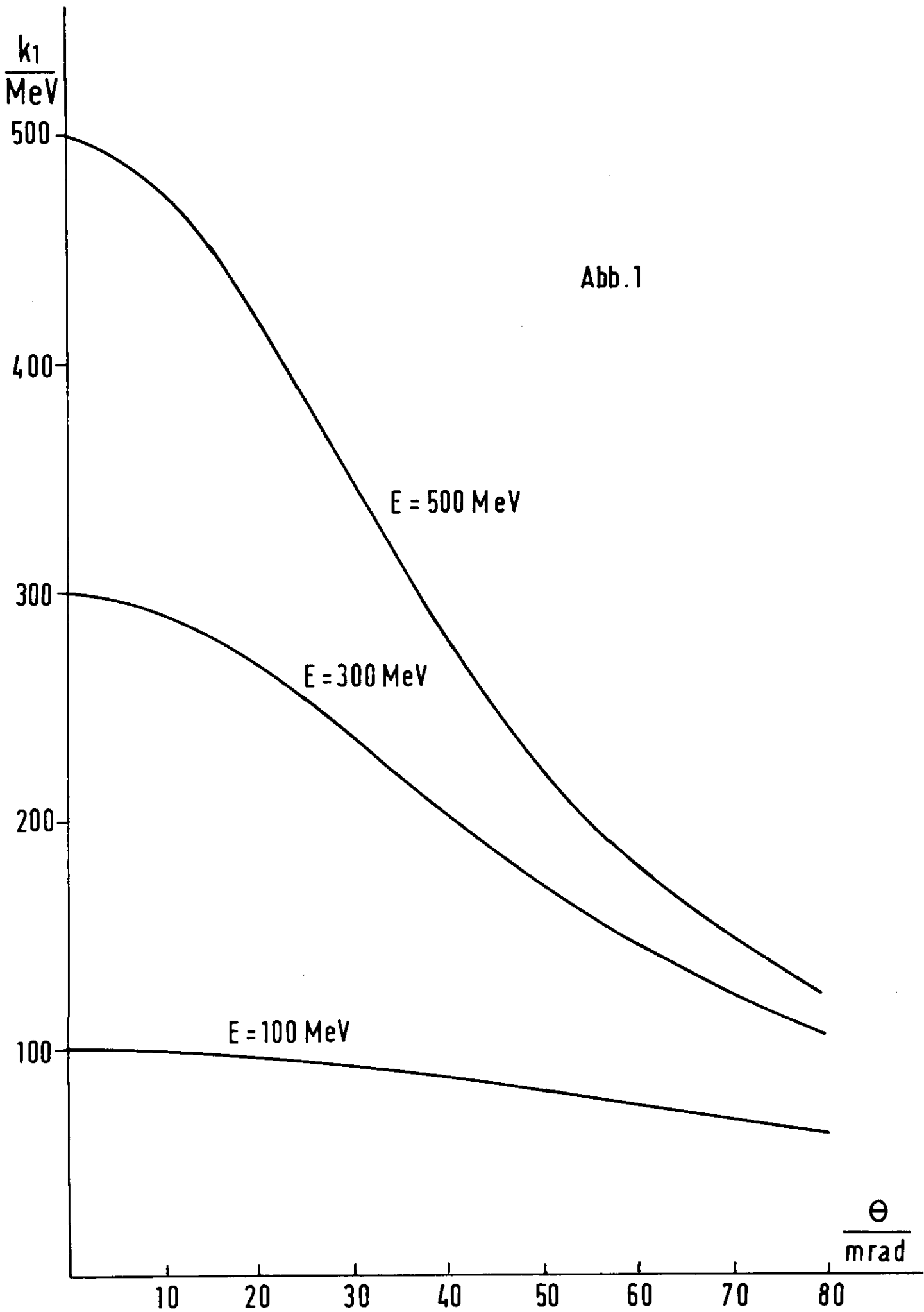
This type of experiment would require heavy experimental equipment which is not available in Lund (see 4.1 and 4.2).

References (appendix only)

1. G Hyltén, Nucl Phys A158 (1970) 225
2. B Friberg et al, Nucl Phys A171 (1971) 551
3. G G Jonsson and K Lindgren, Nucl Phys A141 (1970) 335
4. G G Jonsson and B Persson, Nucl Phys A153 (1970) 32
5. G Andersson et al, Nucl Phys A197 (1972) 44
6. I Blomqvist et al, Nucl Phys A162 (1971) 193
7. B Forkman et al, LUNP 7305
8. T A Gabriel and R G Alsmiller Jr, Phys Rev 182 (1969) 1035
9. K Lindgren and G G Jonsson, Nucl Phys A197 (1972) 71
10. G Andersson et al, Nucl Phys A171 (1971) 529

11. J-O Adler et al, Nucl Phys A171 (1971) 560
12. F Kelly et al, Nucl Phys A139 (1969) 329
13. M Lefort et al, Phys Rev 139 (1965) B1500
14. B Forkman and B Schröder, Physica Scripta 5 (1972) 105
15. J R Nix and W J Swiatecki, Nucl Phys A71 (1965) 1
16. A C Pappas et al, High Energy Nuclear Chemistry MTP International Review of Science (1971)
17. P Möller, Nuclear Physics (to be published)
18. J Garvey et al, Nucl Phys 70 (1965) 241
19. I L Smith et al, Nucl Phys B1 (1967) 483
20. K Gottfried, Nucl Phys 5 (1958) 557
21. K Gottfried, Ann of Phys 21 (1963) 29
22. P Argan et al, Journ de Phys 32 (1971) C5b-241; *Phys. Rev. Lett.*
27 (1972) 1171
23. J M Laget, Nucl Phys A194 (1972) 81
24. H Überall, Acta Phys Aust 30 (1969) 89
25. T de Forest et al, Phys Lett 16 (1965) 311
26. P Igo-Kemenes et al, Phys Lett 343 (1971) 286
27. J A Bistirlich et al, Phys Rev Lett 25 (1970) 689

Abb. 1



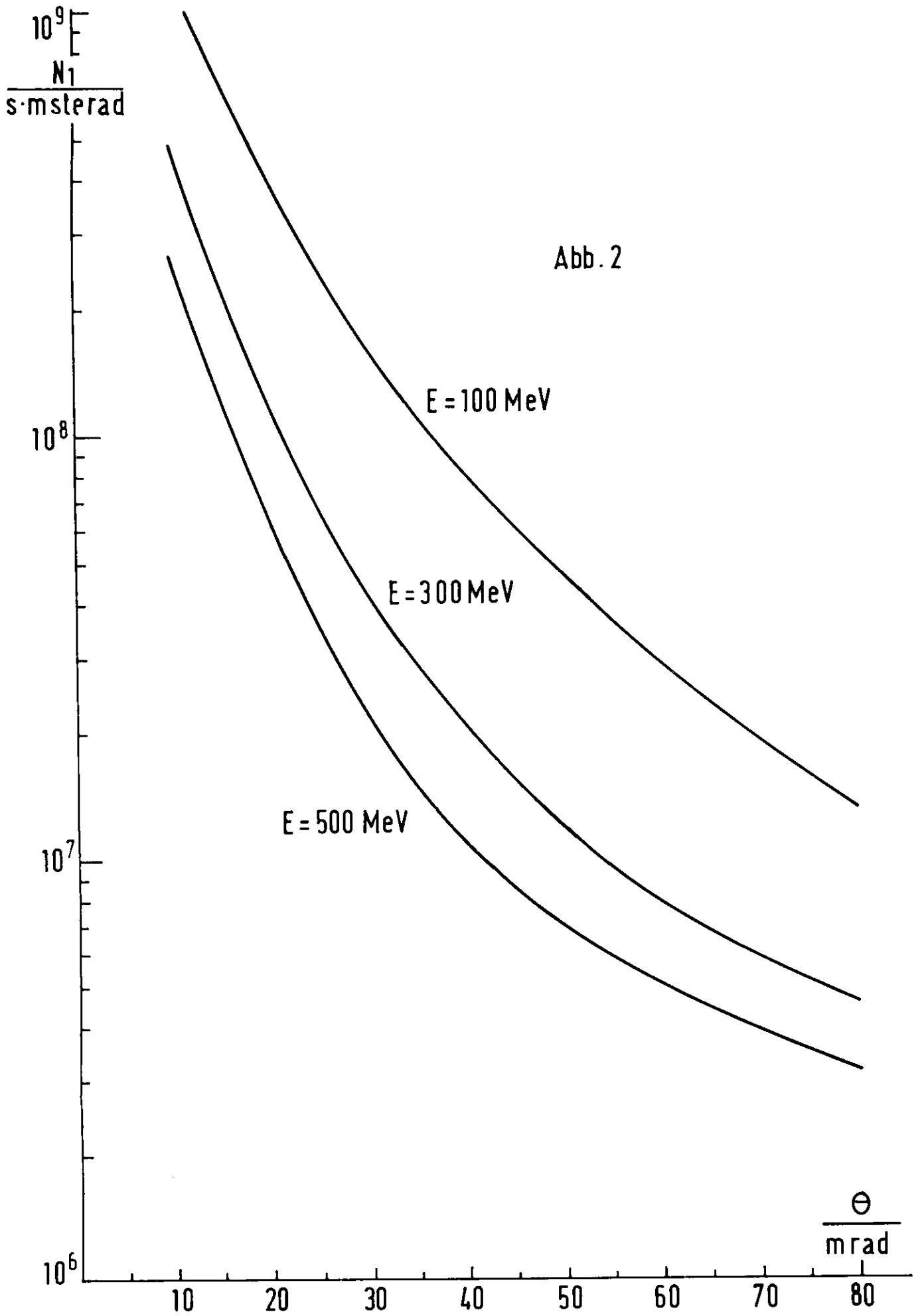


Abb.3

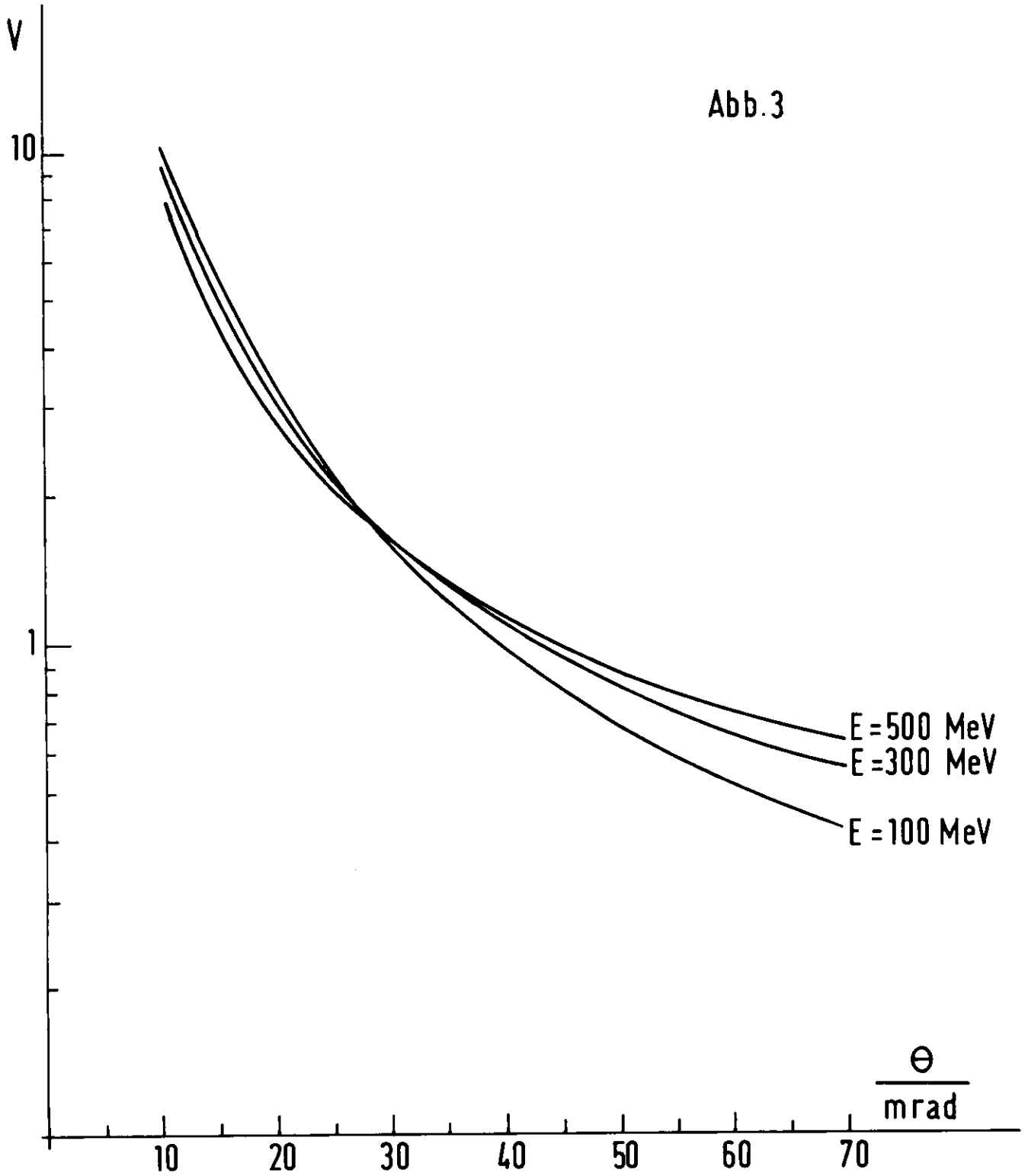


Abb. 4

