

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

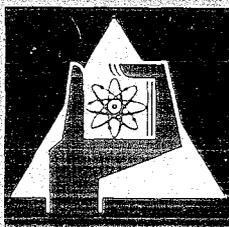
Juli 1970

KFK 1204

Institut für Experimentelle Kernphysik

Untersuchung der elastischen Streuung von 104 MeV α -Teilchen an He³

W. Fetscher, K. Sattler, N.C. Schmeing, E. Seibt, Ch. Weddigen



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1970

KFK 1204

Institut für Experimentelle Kernphysik

Untersuchung der elastischen Streuung von
104 MeV α -Teilchen an He³

W. Fetscher, K. Sattler, N.C. Schmeing,
E. Seibt, Ch. Weddigen

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H., KARLSRUHE

Zusammenfassung

Der differentielle Streuquerschnitt für die Streuung von α -Teilchen an He^3 wurde bei 104 MeV gemessen und ein Doppelstreuexperiment zur Bestimmung des Spin-Bahn-Kopplungstermes vorbereitet. Der differentielle Streuquerschnitt zeigt ein breites Absorptionsminimum bei $\theta_{\text{CM}} = 100^\circ$. Der Abfall in Vorwärtsrichtung kann durch ein optisches Potential qualitativ erklärt werden. Der Rückwärtsanstieg ist vermutlich auf Neutronenaustausch zurückzuführen. Eine Streuphasenanalyse nach dem "Strong-Absorption-Modell" ergibt etwa 50 %ige Absorption für $l \leq 4$ und rein elastische Streuung für $l \geq 6$. Die experimentelle Anordnung zur Durchführung der Polarisationsmessungen wurde durch Doppelstreuung von α -Teilchen an He^4 getestet.

Abstract

The differential cross section for the elastic scattering of 104 MeV- α -particles on He^3 was measured and a double scattering experiment was prepared to determine the spin-orbit term of the optical potential. The differential scattering cross section shows a wide absorption minimum at $\theta_{\text{CM}} = 100^\circ$. The decline at forward angles can be explained qualitatively by an optical potential. The backwards peaking presumably results from neutron exchange. A partial wave analysis according to the "Strong-Absorption-Model" gives about 50 % absorption for $l \leq 4$ and purely elastic scattering for $l \geq 6$. The experimental setup for making polarization measurements was tested by double scattering of α -particles on He^4 .

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt	3
2.1 Experimentelles	3
2.2 Diskussion der Ergebnisse	4
2.3 Streuphasenanalyse	4
2.4 Analyse nach dem optischen Modell	5
3. Polarisierung	6
Literaturverzeichnis	8
Tabellen und Abbildungen	9

1. Einleitung

Die Spinabhängigkeit der Wechselwirkung von He^3 mit Kernen ist weit weniger untersucht als die der Nukleonen und Deuteronen. Das Spin - zu - Masse-Verhältnis ist bei He^3 um einen Faktor 3 kleiner als bei den genannten leichteren Teilchen. Bei der Nukleon- und Deuteronstreuung benötigt man zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes und der Polarisationsdaten einen Spin-Bahn-Term der Größe 5-10 MeV im optischen Potential. Für He^3 -Streuung erwartet man ein Drittel dieses Wertes, also 2-3 MeV |1|.

Es ist problematisch, aus Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts allein das He^3 -Spin-Bahn-Potential zu ermitteln. Die spinabhängigen Terme wirken sich nämlich vorwiegend auf den Wirkungsquerschnitt für große Streuwinkel aus |2|. Hier ist der Wirkungsquerschnitt erstens normalerweise besonders klein und zweitens kann hier die Abweichung vom optischen Potential ohne Spin-Bahn-Term unter Umständen ebensogut durch Berücksichtigung zusätzlicher Reaktionsmechanismen erklärt werden |3|.

Für Polarisationsmessungen zur Bestimmung des Spin-Bahn-Termes von He^3 ist man bis zum Einsatz polarisierter Ionenquellen auf Doppelstreuexperimente angewiesen. Hier bietet sich die Streuung von He^3 an He^4 an. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Streuung wurde bisher bei niedrigeren Energien ($E_{\text{CM}} = 3-24$ MeV oder 8 MeV/Nukleon) gemessen |4-11|. Daraus konnte man den Spin-Bahn-Term nicht eindeutig bestimmen. Während DUNNILL et al. |8| bei $E_{\text{CM}} = 10$ MeV einen Spin-Bahn-Term von 20 MeV erhalten, um den Streuquerschnitt wiederzugeben, verwendeten BOSCHITZ et al. bei $E_{\text{CM}} = 18$ MeV einen Spin-Bahn-Term von nur 0.5 - 1.0 MeV |11|. In Anbetracht dieser Diskrepanz schien die Untersuchung der α - He^3 -Streuung bei höheren Energien interessant.

Am Karlsruher Isochronzyklotron stehen 104 MeV α -Teilchen zur Verfügung. Diese Energie erlaubt es, sowohl den differentiellen Wirkungsquerschnitt wie auch Polarisierungseffekte in dem bisher noch nicht untersuchten Energiebereich bis etwa 15 MeV/Nukleon ($E_{CM} = 45$ MeV) zu messen. Diese Messungen sollten zusätzliche Aussagen über die Parameter des optischen Potentials für die He^3 -Streuung liefern wie auch getrennte Aussagen über den Spin-Bahn-Term und über den Einfluß von Austauschreaktionen.

Im 1. Teil dieses Berichts wird die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die elastische α - He^3 -Streuung bei 104 MeV α -Energie für $\theta_{CM} = 23.5^\circ - 159.5^\circ$ beschrieben. Im 2. Teil wird über vorbereitende Messungen berichtet zur Durchführung eines Doppelstreuexperimentes.

2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt

2.1 Experimentelles

Der Wirkungsquerschnitt wurde mit einer Doppelstreuapparatur [12] gemessen, deren Schwenkarm auf 0° gefahren wurde (Abb. 1 oben). Der α -Strahl des Zyklotrons wurde mit 1 mm - bzw. 3 mm - Lochblenden bei S2 ausgeblendet und mit einem Quadrupoltriplett Q1 bis Q3 auf die Mitte des Gastargets T2 (Durchmesser 10 cm) fokussiert.

Die Fenster des Gastargets bestanden aus 6.5μ dicker Havar-Folie. Der Behälter wurde mit 570 Torr He^3 gefüllt und abgeschlossen, so daß Gasdruck und Temperatur während der Messung nicht überprüft zu werden brauchten. Nach Beendigung der Messung wurde der Druck erneut bestimmt; seine Änderung war kleiner als $1^\circ/100$. Der He -Anteil des Gases war $\geq 99.5\%$, davon mindestens 99.98% He^3 .

Das Blendensystem vor dem Zähler (4 und 7 in Abb. 2) ergab eine Winkelauflösung von $\pm 0.23^\circ$ bei Laborwinkeln $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ - 30^\circ$ und $\pm 0.67^\circ$ für $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ - 52^\circ$. Streustrahlung vom Eintrittsfenster wurde durch eine Antistreublende 3 ausgeblendet, die für zwei Winkelbereiche einstellbar war. Mit einem Computerprogramm wurden Targetdicke und Raumwinkel des Blendensystems in Abhängigkeit vom Laborwinkel berechnet.

Ein dE-E-Teleskop, das aus einem 500μ -Si-Halbleiterzähler und einem NE 102A-Plastikszintillationszähler bestand, registrierte sowohl die gestreuten α -Teilchen als auch die Rückstoß- He^3 -Teilchen. Das dE-Spektrum wurde auf einen zweidimensionalen Vielkanalanalysator mit 64×64 Kanälen gegeben. Die elastischen α - bzw. He^3 -Peaks ergaben Meßwerte für $\theta_{\text{CM}} = 23.5^\circ$ bis 95° bzw. für $\theta_{\text{CM}} = 75^\circ$ bis 159.5° . Der Unterschied der aus den beiden Peaks berechneten Wirkungsquerschnitte war kleiner als 10% . Die Meßdaten wurden auf Reaktionsverluste im Plastikszintillator und auf Totzeitverluste in der Elektronik korrigiert. Der statistische Fehler der Meßpunkte lag zwischen 2 und 4% . Die experimentellen Ergebnisse (Tabelle I) sind in Abb. 3 dargestellt. Die relativen bzw. absoluten Fehler sind kleiner als 8 bzw. 15% .

2.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist bei 44.5 MeV Schwerpunktsenergie viel schwächer ausgeprägt als bei kleineren Energien. In Abb. 3 sind unsere Messungen durch Kreise wiedergegeben; die durchgezogene Kurve wurde von SCHWANDT et al. [10] für $E_{CM} = 24.4$ MeV gemessen. Beiden Kurven gemeinsam ist das Minimum bei 100° , das auch bei allen anderen bisher untersuchten Energien ab $E_{CM} = 8$ MeV auftritt. Auffallender Unterschied ist die gedämpfte Struktur unserer Ergebnisse. Diese lassen zudem wider Erwarten keine zusätzlichen Minima erkennen.

2.3 Streuphasenanalyse

Wir haben unsere Meßdaten einer Streuphasenanalyse unterworfen [13,14]. Die Streuamplituden wurden zunächst nach dem "Strong-Absorption-Modell" als kontinuierliche Funktion des Bahndrehimpulses ($l \leq 30$) angesetzt. Optimierung von 9 Parametern führte dabei zu einem $\chi^2 = 26/\text{Meßpunkt}$. Eine Optimierung der 10 niedrigsten Streuamplituden verbesserte χ^2 um einen Faktor 6. Der mit diesen Streuphasen berechnete Wirkungsquerschnitt gibt die Vorwärtsstreuung und das zentrale Minimum bei 100° sehr gut wieder (Abb. 4), vermag jedoch nicht die beiden Rückwärtspeaks bei $\theta_{CM} = 130$ und 150° aufzulösen.

Auffallend ist, daß die zu diesem Fit gehörenden Streuamplituden S_l (Abb. 5) bis zu $l = 4$ nur etwa 50 % Absorption enthalten. (Die Absorption A ist definiert durch $A = 1 - |S_l|$.) Partialwellen ab $l = 6$ werden bereits nur noch elastisch gestreut.

Da von 25 bis 45 MeV Schwerpunktsenergie keine entsprechenden Messungen existieren, ist ein Vergleich mit Streuphasenanalysen bei benachbarten Energien nicht möglich. Bei der erwähnten Streuphasenanalyse blieb der Spin des He^3 unberücksichtigt.

Es wurde deshalb zusätzlich versucht, den Wirkungsquerschnitt durch eine Analyse nach dem optischen Modell wiederzugeben.

2.4 Analyse nach dem optischen Modell

Zur Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde das Programm JIB III von F.G. PEREY verwendet. Tabelle II gibt die Definition des verwendeten optischen Potentials sowie die im folgenden diskutierten Parametersätze wieder.

Als Anfangsparameter benutzten wir die Werte von DUNNILL et al. [8] für $E_{CM} = 10.8$ MeV, setzten jedoch einmal $V_{\ell s} = 0$ (Abb. 6, Kurve 1) und dann $V_{\ell s} = 10$ MeV (Kurve 2). Keine der beiden Kurven gibt den Abfall des Wirkungsquerschnitts unter Vorwärtswinkeln wieder. Bemerkenswert ist der starke Einfluß des Spin-Bahn-Terms, insbesondere für Rückwärtswinkel.

Durch Vergrößerung des Imaginärteils des Zentralpotentials von 10 auf 20 MeV gelang es, den Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei Vorwärtsstreuung qualitativ wiederzugeben. Die Struktur der Kurven glättet sich mit zunehmender Diffusität der Saxon-Wood-Potentiale. (Abb. 7, Kurve 3: $a_0 = a_{\ell s} = 0.5$ fm, Kurve 4: $a_0 = a_{\ell s} = 0.7$ fm).

Ein Versuch, den Rückwärtsanstieg wie bei der α - α -Streuung [15] durch einen abstoßenden Kern (soft core) im Zentralpotential zu erhalten, ergab keine selektive Überhöhung für Rückwärtswinkel, sondern eine Anhebung über den gesamten Winkelbereich, wobei das Hauptminimum bei 100° verschwand. Hieraus ist zu schließen, daß der Rückwärtsanstieg durch einen anderen Reaktionsmechanismus bedingt ist. In Frage kommt vor allem Neutronenaustausch zwischen α und He^3 : Ein He^3 -Kern, welcher im CM-System ein Neutron von dem Targetkern He^4 unter einem Winkel θ_1 in Vorwärtsrichtung abstreift, kann von einem Rückstoßkern für eine elastische Streuung mit $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$ experimentell nicht unterschieden werden.

3. Polarisation

Das Prinzip der Polarisationsmessung ist folgendes: In einem Gastarget (Abb. 1 unten) werden 104 MeV- α -Teilchen an He^3 gestreut. Die unter einem Winkel $\theta_{1\text{LAB}}$ emittierten Rückstoß- He^3 -Teilchen werden auf ein zweites Gastarget fokussiert und hier an He^4 gestreut. Gemessen wird die azimutale Asymmetrie A der Teilchen nach der 2. Streuung.

Da bei der ersten Streuung der schwere auf den leichteren Stoßpartner geschossen wird, kann man die Streuwinkel so wählen, daß man bei der ersten und zweiten Streuung die gleichen Schwerpunktsenergien und - streuwinkel erhält. Ein unter diesen Bedingungen durchgeführtes Eichexperiment ergibt die Asymmetrie $A = P_{\theta_{1\text{CM}}}^2$, wobei $\theta_{1\text{CM}}$ durch die Kinematik und den Energieverlust der He^3 -Ionen zwischen 1. und 2. Target bestimmt ist. Bei unserer Anlage ist $\theta_{1\text{CM}} = 130^\circ$.

Unter diesem Winkel haben die rückgestreuten He^3 -Teilchen eine Energie von 79 MeV. Um die azimutale Asymmetrie $A = (P_{130^\circ})^2$ nach der zweiten Streuung bei $\theta_{2\text{CM}} = 130^\circ$ zu untersuchen, ergeben sich zwei Möglichkeiten:

1. Messung der gestreuten He^3 -Teilchen ($\theta_{2\text{LAB}} = 81.5^\circ$, $E_{\text{He}^3} \approx 10$ MeV)
2. Messung der dazugehörigen He^4 -Rückstoßkerne ($\theta_{2\text{LAB}} = 25^\circ$, $E_\alpha \approx 55$ MeV).

Aus Energiegründen wird die zweite Möglichkeit gewählt. Der Laborwinkel $\theta_{2\text{LAB}} = 25^\circ$ bietet zudem die Möglichkeit, zusätzlich simultan ein Nullexperiment durchzuführen (doppelt gestreute α -Teilchen: $A = 0$) und die Polarisation der He^3 -Teilchen für $\theta_{\text{CM}} = 43.5^\circ$ zu messen (Streuung der polarisierten He^3 -Teilchen in Vorwärtsrichtung: $A = P_{130^\circ} \cdot P_{43.5^\circ}$).

Zur Vorbereitung dieses Experimentes, insbesondere zur Bestimmung des Zählratenuntergrundes, wurde ein Nullexperiment durchgeführt, indem das 1. Target statt mit He^3 mit He^4 gefüllt wurde,

so daß die α -Teilchen zweimal an He^4 gestreut wurden. Das 1. Target enthielt He^4 unter 7 ata Druck bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs, das 2. Target He^4 unter 2.5 ata Druck bei Zimmertemperatur. Die gemessene apparative Asymmetrie betrug $A = 0.04 \pm 0.04$.

Bei den oben genannten Bedingungen des Nullexperiments ergab sich eine Zählrate von 30 Teilchen/(Stunde \cdot Zähler). Der Teilchenuntergrund betrug 15 %. Da jedoch der elastische Streuquerschnitt für die Streuung von α an He^3 unter den gewählten Bedingungen kleiner als für die α - α -Streuung ist, ist eine effektive Zählrate bei den Polarisationsmessungen von lediglich 10 Teilchen/(Stunde \cdot Zähler) zu erwarten. Zur Senkung des Teilchenuntergrundes ist der Einsatz von Halbleiterteleskopen erforderlich.

Wir danken den Herren I. Schouky und R. Staudt für ihre Mitarbeit bei den Experimenten. Herr Dr. G.W. Schweimer hat uns bei der Durchführung der Streuphasenanalyse in dankenswerter Weise geholfen. Schließlich gilt unser Dank der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochronzyklotrons unter der Leitung von Herrn Dr. G. Schatz.

Literaturverzeichnis

- |1| C.R. Bingham, M.L. Halbert, Phys. Rev. 169 (1968) 933
- |2| J.W. Luetzelschwab, J.C. Hafele, Phys. Rev. 180
(1969) 1023
- |3| Honda, Tsuyoshi, Nucl. Phys. A 136 (1969) 183
- |4| P.D. Miller, G.C. Phillips, Phys. Rev. 112 (1958) 2048
- |5| G.C. Phillips, P.D. Miller, Phys. Rev. 115 (1959) 1268
- |6| A.C.L. Barnard, C.M. Jones, G.C. Phillips, Nucl. Phys.
50 (1964) 629
- |7| R. Chiba, H.E. Conzett, H. Morinaga, N. Mutsuro, K. Shoda,
M. Kimura, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961), 1077

- |8| F. Dunnill, T.J. Gray, H.T. Fortune, N.R. Fletcher,
Nucl. Phys. A 93 (1967) 201
- |9| R.J. Spiger, T.A. Tombrello, Phys. Rev. 163 (1967), 964
- |10| P. Schwandt, B.W. Ridley, S. Hayakawa, L. Put, J.J.
Kraushaar, Phys. Lett. 30 B (1969) 30
- |11| J.S. Vincent, E.T. Boschitz, Nucl. Phys. A 143 (1970) 121
- |12| E. Seibt, Ch. Weddigen, wird veröffentlicht in Nucl.
Instr. and Meth.
E. Seibt, Ch. Weddigen, K. Weigele, Phys. Lett. B 27
(1968) 567
- |13| G.W. Schweimer, Analyse von elastischen Streuquerschnitten
im 100 MeV-Bereich, unveröffentlicht
- |14| G. Hauser, R. Löhken, H. Rebel, G. Schatz, G.W. Schweimer,
J. Specht, KFK 871 (1968)
- |15| P. Darriulat, G. Igo, H.G. Pugh, Phys. Rev. 137 (1965) 315

Tabelle I: Experimentelle Werte des elastischen Streuquerschnitts $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ für die elastische Streuung von 104 MeV α -Teilchen an He^3 ($E_{CM} = 44.5$ MeV).
Fehler: statistisch 2-4 %, relativ < 8 %, absolut < 15 %

θ_{CM}/deg	$\frac{d\sigma}{d\Omega}/\frac{mb}{sr}$	θ_{CM}/deg	$\frac{d\sigma}{d\Omega}/\frac{mb}{sr}$	θ_{CM}/deg	$\frac{d\sigma}{d\Omega}/\frac{mb}{sr}$
23.5	230.	74.5	2.83	109.5	1.66
28.2	71.7	75.5	2.71	111.5	1.81
32.9	69.0	77.0	2.58	113.5	2.11
35.3	72.9	77.5	2.51	115.5	2.74
37.7	70.8	79.5	2.31	117.5	2.96
40.1	67.2	81.5	2.22	119.6	3.49
42.5	60.6	83.5	2.18	121.6	4.01
44.7	51.6	85.5	2.05	123.6	4.69
47.3	41.8	87.5	1.84	125.6	5.40
49.7	33.4	89.5	1.73	127.6	5.86
52.1	25.3	91.5	1.64	131.6	6.80
54.6	19.3	93.5	1.55	135.6	6.55
57.0	14.1	95.5	1.43	139.7	6.72
59.5	9.73	97.5	1.41	143.7	7.63
61.9	7.30	99.5	1.33	147.7	8.80
64.4	5.53	101.5	1.36	151.8	9.96
66.9	4.35	103.5	1.40	155.8	9.12
69.4	3.63	105.5	1.42	159.8	6.06
72.0	3.05	107.5	1.50		

Tabelle II: Optisches Potential $U(r)$ und die Parametersätze, die zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abbildung 6 und 7 verwendet wurden.

$$U(r) = V_c - V_o \{1 + \exp x_o\}^{-1} + iW_D \{1 + \exp x_D\}^{-1} + V_{ls} \cdot \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \cdot (\ell \cdot \sigma) \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \{1 + \exp x_{ls}\}^{-1},$$

$$x_j = (r - R_j)/a_j$$

Kurve	V_o	R_o	a_o	W_D	R_D	a_D	V_{ls}	R_{ls}	a_{ls}
1	106.6	1.57	.7	10.65	1.52	.7	0	0	0
2	"	"	"	"	"	"	10	2.22	.27
3	65	2.1	.5	20	2.3	"	3.0	2.1	.5
4	"	"	.7	"	"	"	"	"	.7

Legenden zu den Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung |12|. Sie besteht aus einem raumfesten Teil (1. Streukammer mit Target T1, Quadrupollinsen L1 bis L4 und ausklappbare Szintillationsschirme S1,2) und einer um T 1 schwenkbaren Lafette mit Quadrupollinsen Q1 bis Q4, 2. Streukammer mit Target T2, Zählerteleskopen C1,2 und Monitoren M1 bis M3. Zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird die Lafette auf $\theta = 0^\circ$ gedreht (oberes Bild) und die Monitoren durch einen Faraday-Käfig FK ersetzt.
- Abb. 2 Blendensystem und Zähleranordnung für die Wirkungsquerschnittsmessung
-
- Abb. 3 Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die elastische Streuung von 10^4 MeV- α -Teilchen an He^3 (Kreise). Zum Vergleich ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts nach SCHWANDT et al. |10| eingezeichnet.
- Abb. 4 Beste Anpassung an die experimentellen Werte durch eine Streuphasenanalyse. Streuamplituden gemäß Abb. 5
- Abb. 5 Streuamplituden zu dem Fit in Abb. 4 und Definition der verwendeten Parameter
- Abb. 6,7 Vergleich des experimentellen Wirkungsquerschnitts für die Streuung von 10^4 MeV α -Teilchen an He^3 mit Rechnungen nach dem optischen Modell mit den Parametersätzen in Tabelle II.

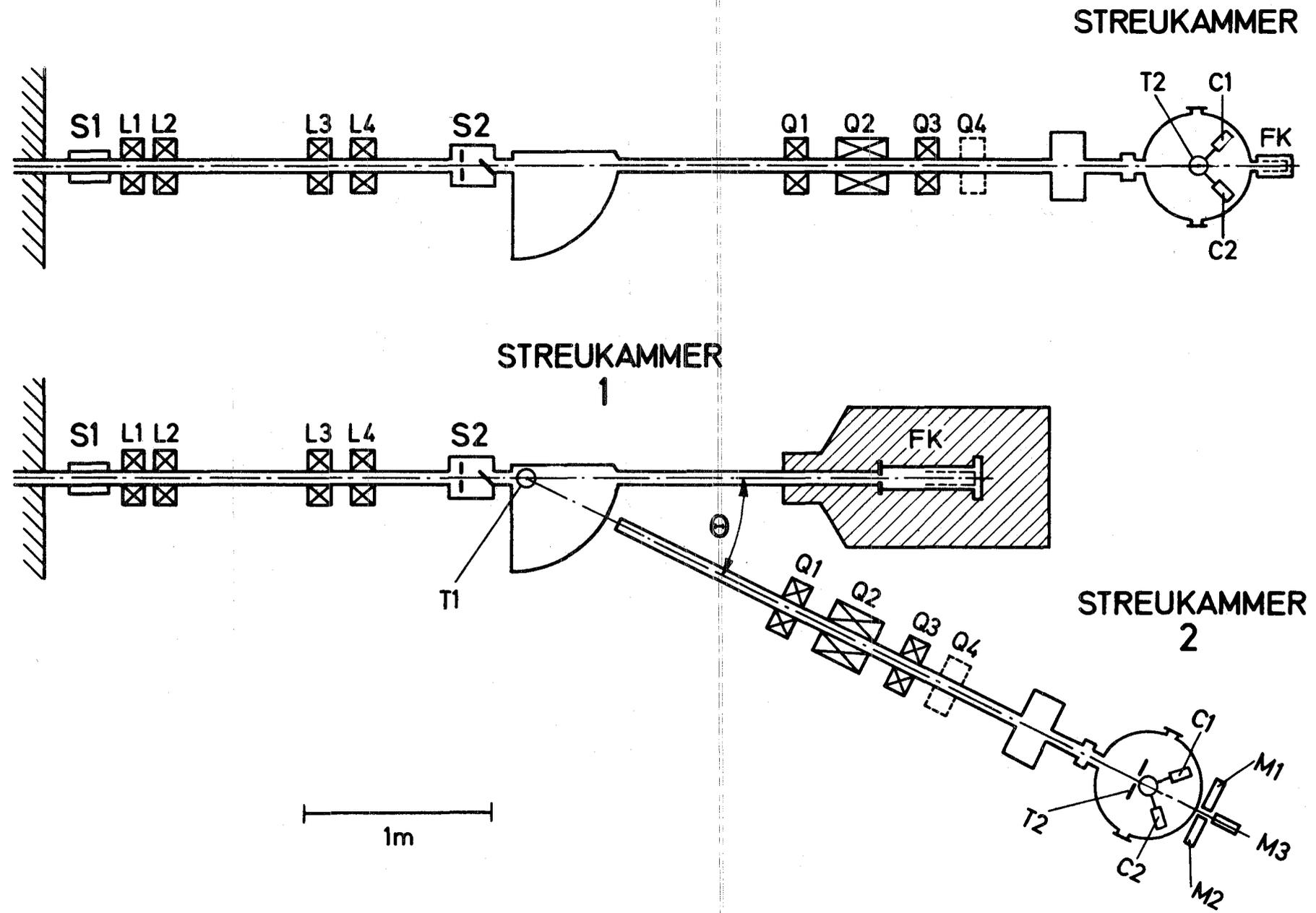


Abb. 1

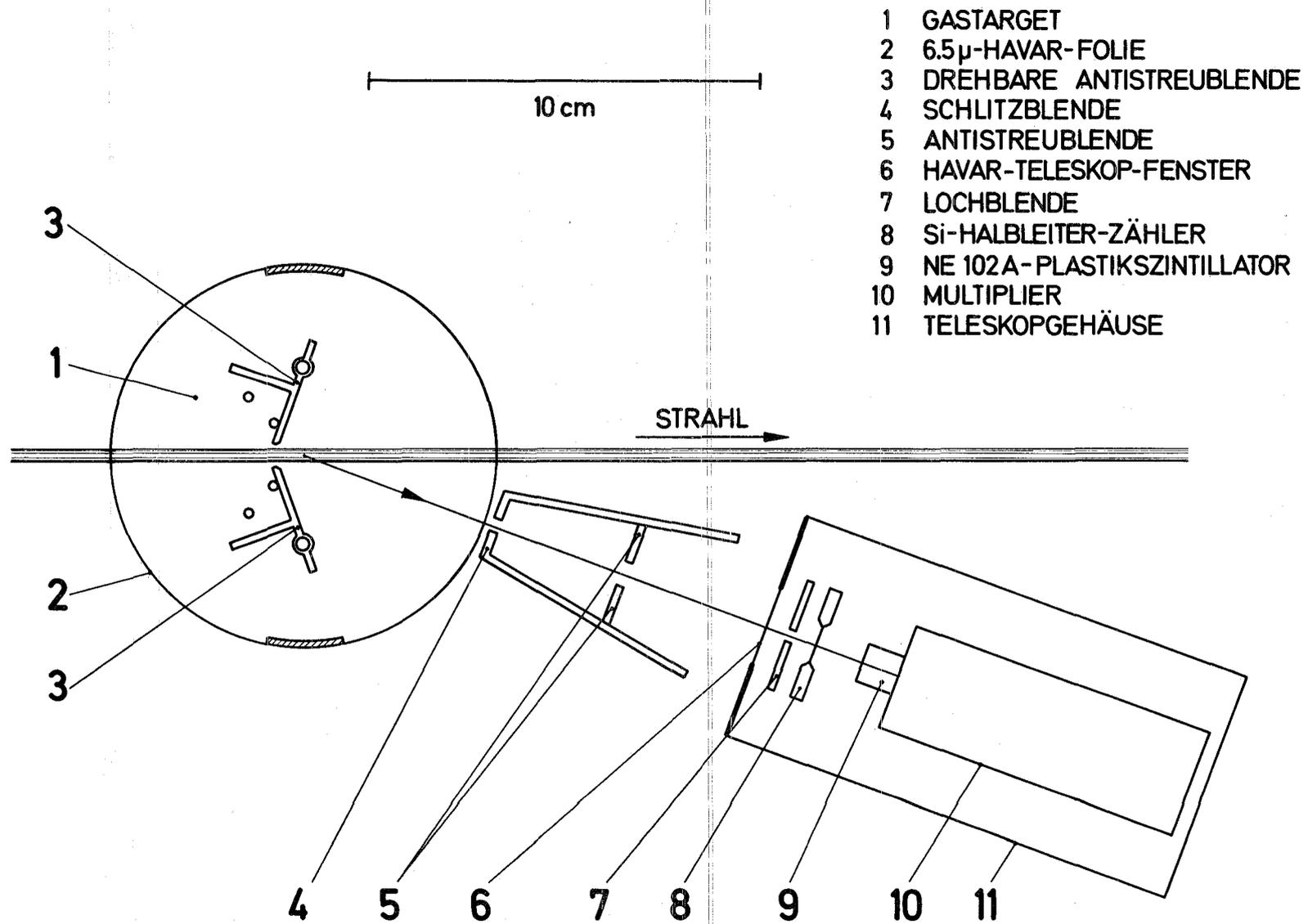


Abb. 2

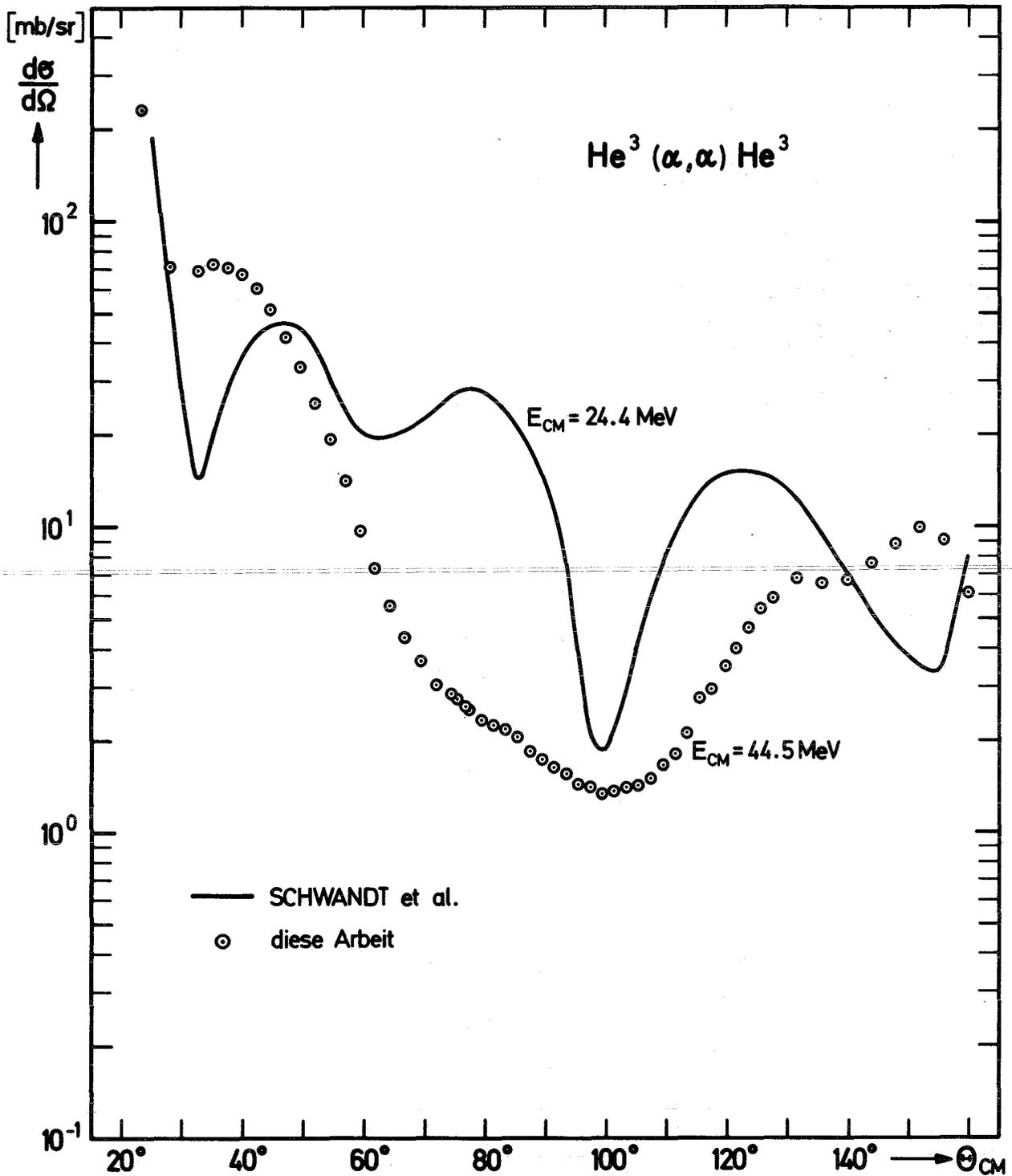


Abb. 3

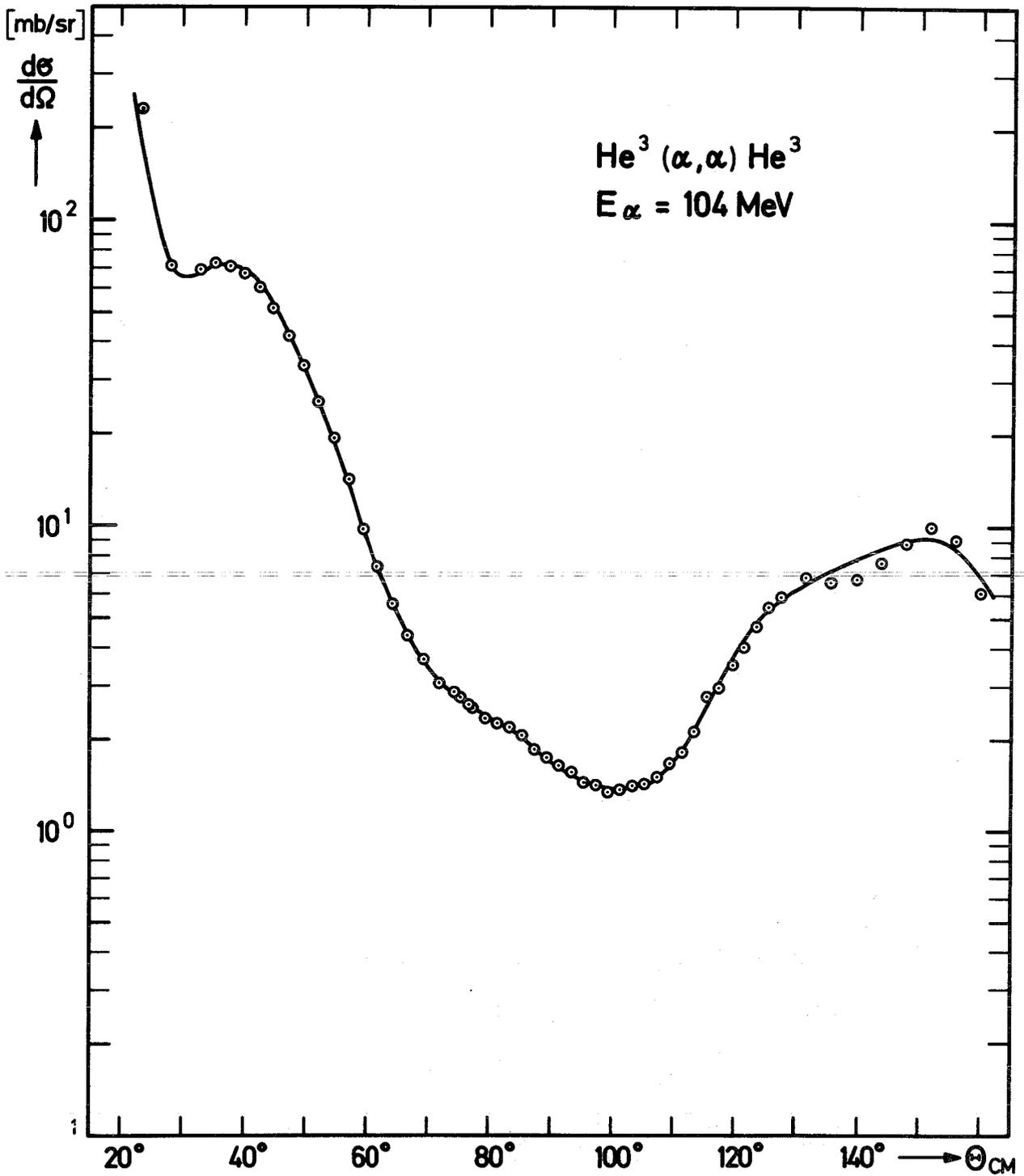
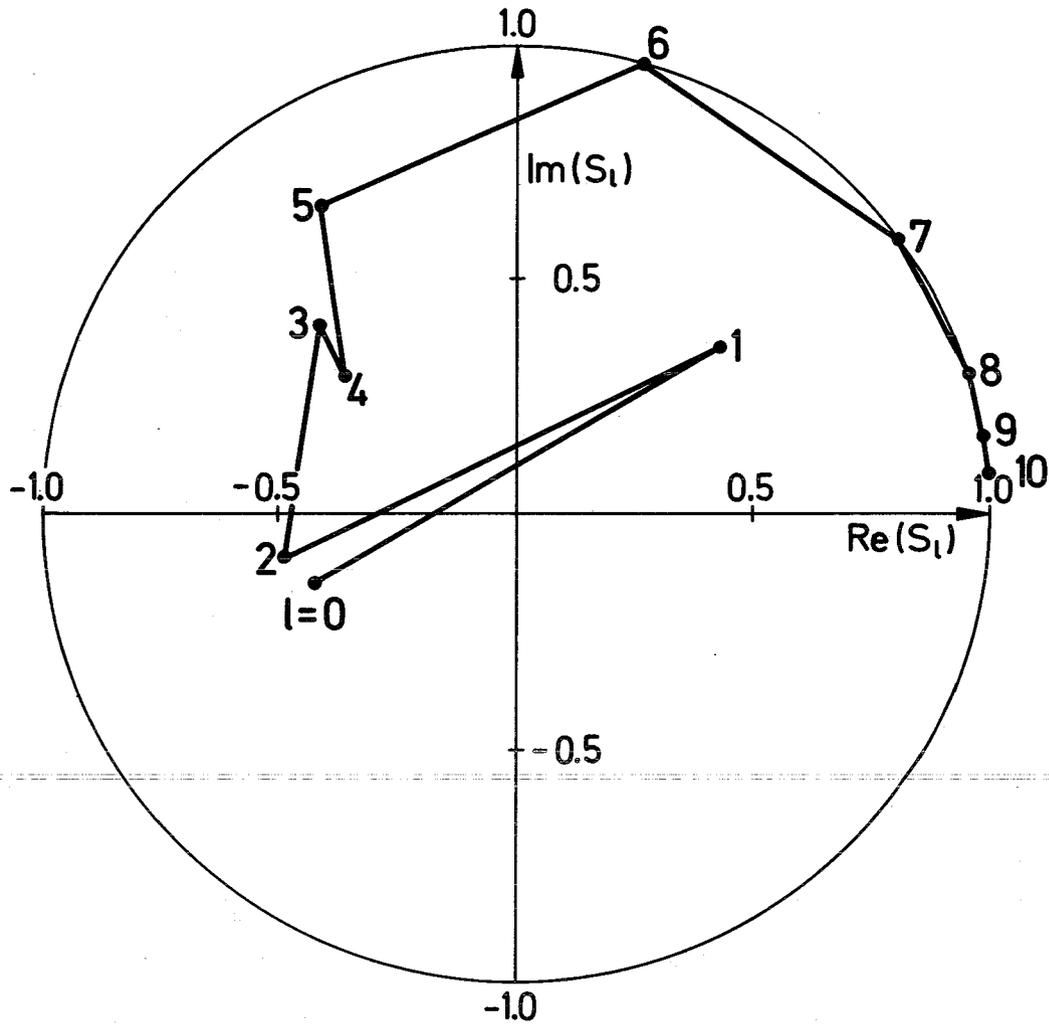


Abb. 4



Parametrisierung der Streuphasen:

$$|S_l| = \varepsilon + (1 - \varepsilon) \left\{ 1 + \exp \left[(L - l) / \delta_1 \right] \right\}^{-1}$$

$$\text{Arg}(S_l) = \sum_{k=0}^4 a_k (L - l)^k \cdot \left\{ 1 + \exp \left[(l - L) / \delta_2 \right] \right\}^{-1}$$

$$S_L = e^{2i\delta_l}, \quad \delta_l \text{ komplex}$$

δ_l = Phasenverschiebung relativ zu
Coulombstreuphasen

Abb. 5

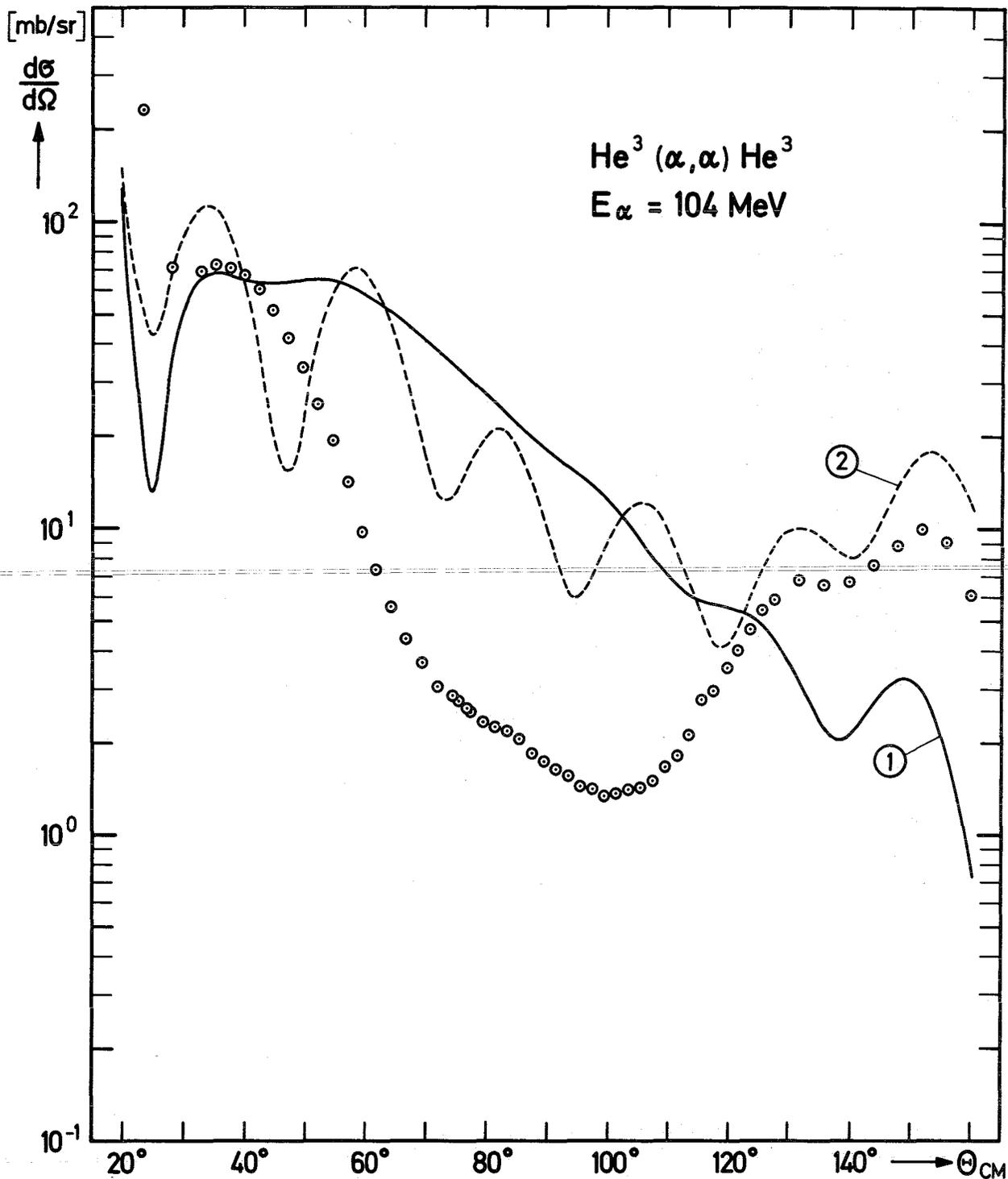


Abb. 6

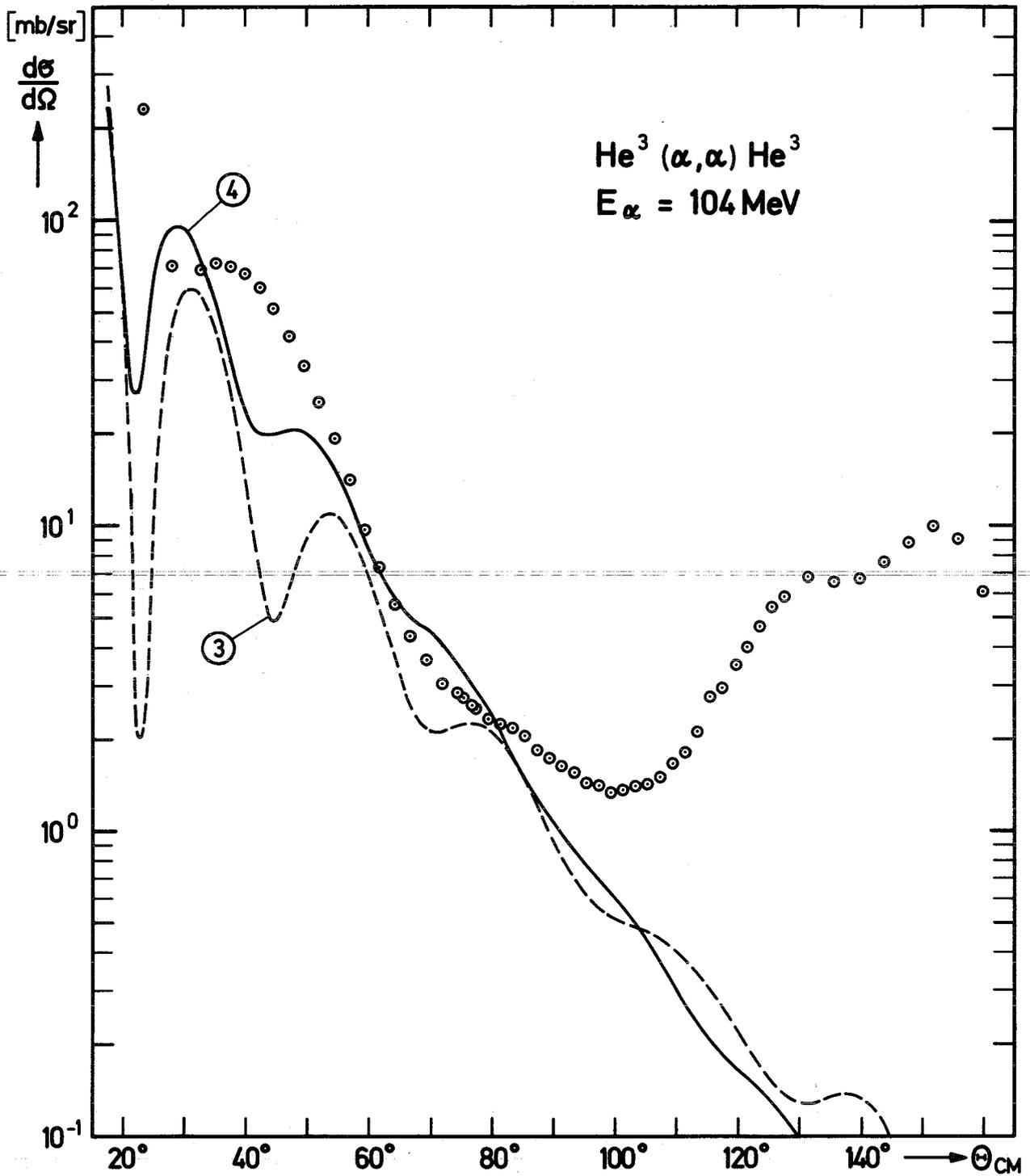


Abb. 7