

EUR 3910 d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

**THEORIE EINES DREIACHSEN- UND EINES FLUGZEIT-
POLARISATIONSSPEKTROMETERS FÜR THERMISCHE NEUTRONEN**

von

R. MISENTA

1968



**Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien**

**Hauptabteilung Reaktorphysik
Experimentelle Neutronenphysik**

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Gemeinschaften ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Kommission der Europäischen Gemeinschaften, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, dass die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder dass die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von DM 5,60	FF 7,-	FB 70,-	Lit. 870	FL 5.10-
------------------------	--------	---------	----------	----------

verkauft.

Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.

Gedruckt von Smeets
Brüssel, April 1968

Das vorliegende Dokument, wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 3910 d

THEORIE EINES DREIACHSEN- UND EINES FLUGZEIT-POLARISATIONSSPEKTROMETERS FÜR THERMISCHE NEUTRONEN
von R. MISENTA

Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Gemeinsame Kernforschungsstelle - Forschungsanstalt Ispra (Italien)
Hauptabteilung Reaktorphysik - Experimentelle Neutronenphysik
Brüssel, April 1968 - 58 Seiten - 8 Abbildungen - FB 70

Es wird vorgeschlagen, die Energieverteilungen eines anfänglich monoenergetischen und polarisierten Strahls thermischer Neutronen nach der Streuung für die beiden Spinzustände getrennt zu messen. Die Theorie von Polarisationspektrometern, die diese Messungen ermöglichen, wird entwickelt und auf zwei angegebene Messanordnungen, ein Dreiaachsen-

EUR 3910 d

THEORY FOR A TRIAXIAL AND TIME-OF-FLIGHT POLARIZATION SPECTROMETER FOR THERMAL NEUTRONS
by R. MISENTA

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center - Ispra Establishment (Italy)
Reactor Physics Department - Experimental Neutronics
Brussels, April 1968 - 58 Pages - 8 Figures - FB 70

It is proposed to measure after the scattering the energy distribution of an initially monoenergetic and polarised beam separately for the two spin states. The theory of polarisation spectrometers which allows these measurements is developed and applied to two proposed experimental arrangements, to a triple axis- and to a time-of-flight polarisation spectro-

EUR 3910 d

THEORY FOR A TRIAXIAL AND TIME-OF-FLIGHT POLARIZATION SPECTROMETER FOR THERMAL NEUTRONS
by R. MISENTA

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center - Ispra Establishment (Italy)
Reactor Physics Department - Experimental Neutronics
Brussels, April 1968 - 58 Pages - 8 Figures - FB 70

It is proposed to measure after the scattering the energy distribution of an initially monoenergetic and polarised beam separately for the two spin states. The theory of polarisation spectrometers which allows these measurements is developed and applied to two proposed experimental arrangements, to a triple axis- and to a time-of-flight polarisation spectro-

EUR 3910 d

THEORY FOR A TRIAXIAL AND TIME-OF-FLIGHT POLARIZATION SPECTROMETER FOR THERMAL NEUTRONS
by R. MISENTA

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center - Ispra Establishment (Italy)
Reactor Physics Department - Experimental Neutronics
Brussels, April 1968 - 58 Pages - 8 Figures - FB 70

It is proposed to measure after the scattering the energy distribution of an initially monoenergetic and polarised beam separately for the two spin states. The theory of polarisation spectrometers which allows these measurements is developed and applied to two proposed experimental arrangements, to a triple axis- and to a time-of-flight polarisation spectro-

und ein Flugzeit-Polarisationsspektrometer angewandt. Insbesondere wird der Einfluss einer unvollständigen Polarisation des einfallenden Strahls, der Umklappwahrscheinlichkeit, der Spinumkehrvorrichtung und der Güte des Analysators auf die Schärfe, mit der die Intensitäten der beiden Spin-zustände getrennt werden, untersucht. Die getrennte Messung der beiden Intensitäten erlaubt verschiedene neue Anwendungen, u.a. ist es möglich, bei der Untersuchung von kohärenten oder inkohärenten Effekten in der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung die kohärente und spin-inkohärent gestreute Intensität vollständig zu trennen. Eine Abschätzung der Messzeiten zeigt, dass der Neutronenfluss von Hochflussreaktoren für Messungen mit Polarisationsspektrometern ausreicht.

meter. Especially the influence of an incomplete polarisation of the impinging beam, the flipping probability of the spin flip device and the quality of the analyser on the resolution by which the intensities of the two spin states can be separated is investigated. The separate measurement of the two intensities allows some new applications, e.g. in investigation of coherent and incoherent effects in the elastic and inelastic neutron scattering it is possible to separate completely the coherent and incoherent intensities. An estimate of the measuring times shows that the neutrons flux of high flux reactors is sufficient for measurements with polarisation spectrometers.

meter. Especially the influence of an incomplete polarisation of the impinging beam, the flipping probability of the spin flip device and the quality of the analyser on the resolution by which the intensities of the two spin states can be separated is investigated. The separate measurement of the two intensities allows some new applications, e.g. in investigation of coherent and incoherent effects in the elastic and inelastic neutron scattering it is possible to separate completely the coherent and incoherent intensities. An estimate of the measuring times shows that the neutrons flux of high flux reactors is sufficient for measurements with polarisation spectrometers.

meter. Especially the influence of an incomplete polarisation of the impinging beam, the flipping probability of the spin flip device and the quality of the analyser on the resolution by which the intensities of the two spin states can be separated is investigated. The separate measurement of the two intensities allows some new applications, e.g. in investigation of coherent and incoherent effects in the elastic and inelastic neutron scattering it is possible to separate completely the coherent and incoherent intensities. An estimate of the measuring times shows that the neutrons flux of high flux reactors is sufficient for measurements with polarisation spectrometers.

EUR 3910 d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

**THEORIE EINES DREIACHSEN- UND EINES FLUGZEIT-
POLARISATIONSSPEKTROMETERS FÜR THERMISCHE NEUTRONEN**

von

R. MISENTA

1968



**Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien**

**Hauptabteilung Reaktorphysik
Experimentelle Neutronenphysik**

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird vorgeschlagen, die Energieverteilungen eines anfänglich monoenergetischen und polarisierten Strahls thermischer Neutronen nach der Streuung für die beiden Spinzustände getrennt zu messen. Die Theorie von Polarisationspektrometern, die diese Messungen ermöglichen, wird entwickelt und auf zwei angegebene Messanordnungen, ein Dreiachsen- und ein Flugzeit-Polarisationspektrometer angewandt. Insbesondere wird der Einfluss einer unvollständigen Polarisation des einfallenden Strahls, der Umklappwahrscheinlichkeit, der Spinumkehrvorrichtung und der Güte des Analysators auf die Schärfe, mit der die Intensitäten der beiden Spinzustände getrennt werden, untersucht. Die getrennte Messung der beiden Intensitäten erlaubt verschiedene neue Anwendungen, u.a. ist es möglich, bei der Untersuchung von kohärenten oder inkohärenten Effekten in der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung die kohärente und spin-inkohärent gestreute Intensität vollständig zu trennen. Eine Abschätzung der Messzeiten zeigt, dass der Neutronenfluss von Hochflussreaktoren für Messungen mit Polarisationspektrometern ausreicht.

SCHLAGWORTE

ENERGY
SPECTRA
POLARIZATION
SPIN
SPECTROMETERS
BEAMS

RESOLUTION
NEUTRON FLUX
MEASUREMENT
REACTORS
SCATTERING
NEUTRON BEAMS

Time of flight spectrometers, elastic scattering, inelastic scattering.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	5
II. Theorie von Polarisationspektrometern	8
A. Allgemeine Beschreibung	8
B. Polarisator- und Analysatorsystem	10
C. Theorie von Spektrometeranordnungen	13
D. Trennung der kohärent und spininkohärent gestreuten Intensität	17
III. Dreiachsen-Polarisationspektrometer	22
A. Allgemeine Beschreibung	22
B. Polarisator, Spinumkehrvorrichtung, und Polarisationsfilter	23
C. Fehler bei der Trennung von kohärenter und spininkohärenter Intensität	26
IV. Flugzeit-Polarisationspektrometer	32
A. Allgemeine Beschreibung	32
B. Polarisationsfilter	32
C. Fehler bei der Trennung von kohärent und spininkohärent gestreuter Intensität	35
V. Anwendungen von Polarisationspektrometern	38
A. Neutronenbeugung und inelastische Neutronenstreuung	38
B. Wirkungsquerschnittsverhältnisse und Polarisationsgrad	41

Anhang I: Intensitätsabschätzung für ein Dreiaachsen-Polarisationsspektrometer	43
Anhang II Intensitätsabschätzung für ein Flugzeit-Polarisationsspektro- meter	45
Literaturangaben	48
Abbildungen	50

THEORIE EINES DREIACHSEN- UND EINES FLUGZEIT-POLARISATIONSSPEKTROMETERS
FÜR THERMISCHE NEUTRONEN⁽⁺⁾

I. Einleitung

Ein monochromatischer, vollständig polarisierter Strahl thermischer Neutronen wird bei der Streuung in zwei Komponenten mit entgegengesetzten Spineinstellungen aufgespalten, falls die Wirkungsquerschnitte der streuenden Kerne einen spininkohärenten Anteil haben. Die Neutronen der einen Komponente behalten die Anfangsspinrichtung bei, während die Neutronen der anderen Komponente ihre Spinrichtung bei der Streuung ändern. Bei der elastischen Streuung an Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern sind die Winkelverteilungen der Intensitäten der beiden Komponenten verschieden. Bei der unelastischen Streuung sind bei dem gleichen Streuwinkel die Energieverteilungen der beiden Komponenten verschieden. Die Energieverteilungen hängen von den Eigenschaften der streuenden Kerne, der Streuprobe und vom Streuwinkel ab.

In den vergangenen Jahren sind verschiedene Spektrometeranordnungen für thermische Neutronen entwickelt worden, die die Energie des auf die Probe einfallenden Strahls festlegen und die Intensität oder Energieverteilung des gestreuten Strahls bei einem oder mehreren Streuwinkeln messen [1]. Diese Messanordnungen bestimmen nur die Intensität des gestreuten Strahls als Funktion des Winkels oder die Energieverteilung des gestreuten Strahls bei einem oder mehreren Streuwinkeln, ohne die Spinrichtungen der Neutronen vor und nach der Streuung zu berücksichtigen.

⁽⁺⁾Manuskript erhalten am 12. Februar 1968.

Es wird vorgeschlagen, herkömmliche Spektrometer so zu ergänzen, dass die Spinrichtung der Neutronen vor der Streuung festliegt und nach der Streuung im elastischen Fall die Intensitäten und im unelastischen Fall die Energieverteilungen getrennt für die beiden Komponenten des gestreuten Strahls gemessen werden. Die ideale Anordnung für diese Art von Messungen besteht aus einem Polarisator, der den monochromatischen Neutronenstrahl vollständig polarisiert, der Streuprobe, einem Polarisationsfilter, das nur Neutronen eines Spinzustandes durchlässt, und einer Anordnung für die Energiebestimmung der durchgelassenen Neutronen. Mit diesem idealen, aber hypothetischen Polarisationspektrometer für thermische Neutronen kann die Intensität oder Energieverteilung der Neutronen, die bei der Streuung ihre Spinrichtung beibehalten haben, vollständig getrennt gemessen werden von der Intensität oder Energieverteilung der Neutronen, die bei der Streuung ihre Spinrichtung geändert haben.

In einem vorhergehenden Bericht wurde in einer vorläufigen Form die Theorie eines realen Polarisationspektrometers entwickelt und ein Kristall-Polarisationspektrometer mit fast idealen Eigenschaften angegeben [2]. (*)

Dieses Spektrometer entsteht aus einem Dreiachsenspektrometer, bei dem ein Monochromatorkristall verwendet wird, der den ein-

(*) In dem zitierten Bericht wurde die Bezeichnung Neutronenpolarimeter gebraucht. Richtig ist die Bezeichnung Polarisationspektrometer, da mit den angegebenen Messanordnungen nicht der Polarisationsgrad des gestreuten Strahls bestimmt wird, sondern die Intensitäten oder Energieverteilungen der beiden Komponenten des gestreuten Strahls getrennt gemessen werden.

fallenden Strahl auch polarisiert und der Analysator so ergänzt wird, dass die Energieverteilungen der beiden Spinzustände getrennt gemessen werden können.

Diese neu angegebene Messanordnung erlaubt u.a. die kohärent und spininkohärent, elastisch oder unelastisch gestreuten Neutronen zu trennen. Auf Grund der Beziehung zwischen den Wirkungsquerschnitten ohne und mit Änderung der Spinrichtung, und den kohärenten und inkohärenten Wirkungsquerschnitten, können durch die getrennte Messung der beiden Strahlkomponenten die kohärent und spininkohärent gestreute Intensität bei der elastischen und unelastischen Streuung von Neutronen getrennt werden. Weitere mögliche Anwendungen eines Dreiachsen-Polarisationsspektrometers und eine erste grobe Fehler- und Intensitätsabschätzung wurden in dem zitierten Bericht gegeben.

In der vorliegenden Untersuchung wurde die Theorie von Polarisationspektrometern verallgemeinert und auf das bereits vorgeschlagene Dreiachsen- und auf ein neu angegebenes Flugzeit-Polarisationsspektrometer angewandt. Insbesondere werden die Fehler, die in der kohärenten und inkohärenten Intensität durch die Abweichungen der beiden Polarisationspektrometer von den idealen Verhältnissen entstehen, untersucht und eine genauere Intensitätsabschätzung gegeben.

II. Theorie von Polarisationspektrometern

A. Allgemeine Beschreibung

Ein Polarisationspektrometer besteht aus einem Polarisator, der die einfallenden thermischen Neutronen polarisiert und monochromatisiert, einer Probe, an der die Neutronen mit oder ohne Änderung der Energie und Spinrichtung gestreut werden, einem Polarisationsfilter oder Analysator, zum Trennen der beiden Komponenten des gestreuten Strahls und einer Anordnung zur Energiebestimmung der gestreuten Neutronen. Ein Polarisationspektrometer hat zwei Zustände:

- einen parallelen Zustand, in dem vom Detektor vorwiegend Neutronen gemessen werden, die bei der Streuung ihre Spinrichtung beibehalten haben,
- einen antiparallelen Zustand, in dem vorwiegend Neutronen gemessen werden, die bei der Streuung ihre Spinrichtung geändert haben.

Die Intensität, die im parallelen Zustand, oder die, die im antiparallelen Zustand gemessen wird, wird mit paralleler Intensität I_p oder mit antiparalleler Intensität I_a bezeichnet.

Der parallele Zustand eines Polarisationspektrometers wird durch eine Anordnung verwirklicht, bei der Polarisator- und Analysatorrichtung zueinander parallel sind, und der antiparallele Zustand durch eine Anordnung, bei der die beiden Richtungen antiparallel sind. (*)

(*) Als Polarisator-oder Analysatorrichtung wird die Richtung bezeichnet, die parallel ist zu der Spinrichtung der Neutronen mit dem grössten Anteil im Strahl nach Durchlaufen des Polarisators oder Analysators.

Um eine Drehung der Polarisator- oder Analysatorrichtung, die mit der Änderung der Richtung eines Magnetfeldes verbunden sind, zu vermeiden, wird entweder zwischen Polarisator und Streuprobe oder zwischen Streuprobe und Analysator eine Spinumkehrvorrichtung eingefügt. Der Polarisator und die Spinumkehrvorrichtung bilden ein Polarisatorsystem, der Analysator und die Spinumkehrvorrichtung ein Analysatorsystem. Die Spinumkehrvorrichtung hat zwei Zustände, einen Ruhezustand und einen Arbeitszustand. Im Ruhezustand durchlaufen die Neutronen die Umkehrvorrichtung, ohne dass ihre Spineinstellung geändert wird. Im Arbeitszustand dreht die Umkehrvorrichtung die Spinrichtung der Neutronen um 180° .

Der parallele und der antiparallele Zustand des Polarisationspektrometers, die zur Trennung der ohne und mit Änderung der Spineinstellung gestreuten Neutronen erforderlich sind, werden durch den Ruhe- und den Arbeitszustand der Spinumkehrvorrichtung verwirklicht. Durch die Verwendung einer Spinumkehrvorrichtung wird der parallele und der antiparallele Zustand sowohl bei einem Spektrometer möglich, bei dem die Polarisationsrichtung des Polarisators und die Filterrichtung des Analysators parallel sind, als auch bei einem Spektrome-

ter, bei dem die beiden Richtungen antiparallel sind. Bei einer parallelen Anordnung wird die parallele Intensität im Ruhezustand und die antiparallele Intensität im Arbeitszustand der Spinumkehrvorrichtung gemessen. Bei einer antiparallelen Spektrometeranordnung sind die Verhältnisse umgekehrt.

B. Polarisator- und Analysatorsystem

Durchläuft ein unpolarisierter Neutronenstrahl einen Polarisator mit der Polarisationswirksamkeit P , so ist hinter dem Polarisator der Anteil c_+ der Neutronen, die ihre Spinrichtung parallel, und der Anteil c_- der Neutronen, die ihre Spinrichtung antiparallel zur Polarisatorrichtung haben

$$(1) \quad c_{1+} = \frac{1+P}{2} \quad c_{1-} = \frac{1-P}{2} .$$

Durchlaufen die Neutronen nach dem Polarisator eine Vorrichtung, die die Neutronenspins mit der Wahrscheinlichkeit f umkehrt, so ist der Anteil c_{2+} der Neutronen, deren Spin parallel, und der Anteil c_{2-} der Neutronen, deren Spinrichtung antiparallel zur Polarisatorrichtung des Polarisators ist

$$(2) \quad c_{2+} = \frac{1}{2} \left\{ 1+P(1-2f) \right\} \quad c_{2-} = \frac{1}{2} \left\{ 1-P(1-2f) \right\} .$$

Die Anordnung Polarisator und Spinumkehrvorrichtung wird Polarisatorsystem genannt. Die Polarisatorrichtung dieses Systems ist parallel zu der Spinrichtung der Neutronen, die nach dem Polarisatorsystem den grössten Anteil im Strahl bilden. Diese Richtung des Polarisatorsystems ist im Ruhezustand parallel

und im Arbeitszustand der Spinumkehrvorrichtung antiparallel zur Polarisationsrichtung des Polarisators.

Einige der Effekte, mit denen Neutronen polarisiert werden, nämlich Bragg-Reflexionen an ferromagnetischen Einkristallen, Transmission durch eine Probe polarisierter Protonen, Totalreflexion an ferromagnetischen Spiegeln, können zum Bau von Polarisationsfiltern oder Analysatoren verwendet werden. Für jedes Polarisationsfilter wird eine Durchlässigkeits- oder Filterrichtung so definiert, dass die Durchlässigkeit des Analysators für Neutronen, deren Spinrichtung parallel zu der festgelegten Richtung ist, grösser ist als die Durchlässigkeit für Neutronen, deren Spinrichtung antiparallel ist. Die beiden Durchlässigkeiten werden kurz mit paralleler und antiparalleler Durchlässigkeit, D_p und D_a , bezeichnet.

Ein Neutronenstrahl mit dem Bruchteil c_+ an Neutronen, deren Spinrichtung parallel, und mit dem Bruchteil c_- , deren Spinrichtung antiparallel zur Filterrichtung ist, hat hinter einem Analysator mit den Durchlässigkeiten D_p und D_a die Intensität

$$(3a) \quad I_{\pi} = D_p c_+ + D_a c_- .$$

Durchlaufen die Neutronen vor dem Polarisationsfilter eine Spinumkehrvorrichtung, die die Neutronenspins mit der Wahrscheinlichkeit f umkehrt, so wird die Intensität hinter dem Analysator durch die Beziehung

$$(3b) \quad I_{\alpha} = A_p \cdot c_+ + A_p \cdot c_-$$

gegeben. Spinumkehrvorrichtung und Polarisationsfilter bilden zusammen ein Analysatorsystem.

Die Grössen Δ_p und Δ_a

$$(4.a) \quad \Delta_p = D_p(1-f) + D_a f$$

$$(4.b) \quad \Delta_a = D_p f + D_a(1-f) .$$

sind die parallele und antiparallele Durchlässigkeiten eines Analysatorsystems. Die parallele Durchlässigkeit Δ_p gilt für Neutronen, deren Spinrichtung vor Eintritt in die Spinumkehrvorrichtung parallel zur Analysatorrichtung, und die antiparallele Durchlässigkeit Δ_a für Neutronen, deren Spinrichtung antiparallel ist.

Durch Einführen der Güte G und eines Gütefaktors g des Polarisationsfilters

$$(5) \quad G = \frac{D_p}{D_o} \quad g = \frac{1}{G}$$

nehmen die parallele und die antiparallele Intensität die Formen an

$$(6.a) \quad I_\pi = D_p \left\{ c_+ + g c_- \right\}$$

$$(6.b) \quad I_\alpha = D_p \left\{ \delta_p c_+ + \delta_a c_- \right\}$$

wobei die Grössen δ_p und δ_a

$$(7.a) \quad \delta_p = (1-f) + g f$$

$$(7.b) \quad \delta_a = f + g(1-f)$$

die reduzierte parallele und antiparallele Durchlässigkeit des Analysatorsystems sind.

Das ideale Analysatorsystem hat einen Polarisationsfilter mit einer hohen Güte, $G \gg 1$, und eine Spinumkehrvorrichtung mit der Umklappwahrscheinlichkeit $f=1$. Bei diesem idealen Analysator trägt zur parallelen Intensität nur die Komponente c_+ und zur antiparallelen nur die Komponente c_- des Neutronenflusses bei.

C. Theorie von Spektrometeranordnungen

Es ist physikalisch einsichtig, dass die Intensität I_p die im parallelen Zustand und die Intensität I_a , die im antiparallelen Zustand eines Polarisationspektrometers gemessen wird, mit dem zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitten $d^2 \sigma_n(E_1, E_2, \Omega_1, \Omega_2) / d\Omega dE$ ohne ($n=0$) und mit ($n=m$) Änderung der Spinrichtung und durch zwei Paare von Spektrometerfaktoren F_0, F_m und F_{s0}, F_{sm} beschrieben werden können. Die parallele und antiparallele Intensität sind wie bei einem konventionellen Spektrometer Funktionen der Energie der Neutronen vor, E_1 , und nach der Streuung, E_2 , und des Streuwinkels. Es kann leicht gezeigt werden, dass die parallele und antiparallele Intensität eines Polarisationspektrometers die Form ^(°) haben

(°) Die Gleichungen (8) beziehen sich auf ein Spektrometer mit paralleler Anordnung. Deshalb sind die Intensitäten mit P indiziert.

$$(8.a) \quad I_p^P(E_1, E_2) \\ = \gamma(E_1, E_2) D_p(E_2) \left\{ F_o(E_1, E_2) \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + F_m(E_1, E_2) \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right\}$$

$$(8.b) \quad I_a^P(E_1, E_2) \\ = \gamma(E_1, E_2) D_p(E_2) \left\{ F_{so}(E_1, E_2) \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + F_{sm}(E_1, E_2) \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right\}$$

Die Spektrometerfaktoren F_o und F_m geben die relativen Anteile der Intensitäten der Neutronen an, die ohne (F_o) und mit (F_m) Spinänderung gestreut werden und die im parallelen Zustand am Detektor gemessen würden, falls die parallele Durchlässigkeit gleich 1 wäre. Die Faktoren F_{so} und F_{sm} geben die gleichen relativen Anteile für den antiparallelen Zustand an.

Über die Energieabhängigkeit der Polarisationswirksamkeit, der Umklappwahrscheinlichkeit und des Gütefaktors des Analysators hängen die Polarimeterfaktoren von der Energie der Neutronen vor und nach der Streuung ab. γ ist ein Proportionalitätsfaktor, der von der Transmission oder Reflektivität des Polarisators, von Geometriefaktoren und der Detektorempfindlichkeit anhängt, und der für die beiden Intensitäten gleich ist.

Fig. 1 zeigt das Schema eines Polarisationspektrometers und die Punkte, für die die Zusammensetzung des Neutronenstrahls aus den beiden Komponenten aufgestellt wird.

Bei einem einfallenden Neutronenfluss \bar{n} betragen nach dem

Polarisator (Punkt 1 in Fig.1) die Anteile in den beiden Komponenten

$$(9.) \quad c_{1+} = \frac{1+P}{2} \Phi \quad c_{1-} = \frac{1-P}{2} \Phi$$

und nach der Streuprobe (Punkt 2 in Fig.1)

$$(10.a) \quad c_{2+} = \left(\frac{1+P}{2} \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + \frac{1-P}{2} \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right) \cdot \Phi$$

$$(10.b) \quad c_{2-} = \left(\frac{1-P}{2} \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + \frac{1+P}{2} \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right) \cdot \Phi$$

Im parallelen Zustand, d.h. mit der Umkehrvorrichtung im Ruhezustand, wird die Intensität am Detektor (Punkt 3 in Fig.1) nach Gl.(6.a)

$$(11.a) \quad I_p^P = \gamma D_p \left\{ c_{2+} + c_{2-} \right\}$$

und die Intensität im antiparallelen Zustand nach Gl.(6.B)

$$(11.b) \quad I_a^P = \gamma D_p \left\{ \delta_p c_{2+} + \delta_a c_{2-} \right\} .$$

Nach Einsetzen der Ausdrücke (10) für die Komponenten c_{2+} und c_{2-} des Neutronenflusses und der Durchlässigkeiten (7) des Analysators in die Beziehungen (11), Zusammenfassen der Faktoren nach den Wirkungsquerschnitten $d^2 \sigma_o / d\Omega dE$ und $d^2 \sigma_m / d\Omega dE$ und Vergleich mit den Gleichungen (8) ergeben sich die Ausdrücke für die Spektrometerfaktoren (^o)

(^o)Die Faktoren wurden abgeleitet für ein Polarisationspektrometer, das aus einem Polarisator und einem Analysatorsystem besteht. Es ist aus physikalischen Gründen einsichtig, dass die Faktoren in der gleichen Form für ein Spektrometer gelten, das aus einem Polarisatorsystem und einem Analysator besteht/.

$$(12.a) \quad F_o(E_1, E_2) = \frac{1}{2} [(1+P) + g(1-P)]$$

$$(12.b) \quad F_o(E_1, E_2) = \frac{1}{2} [(1-P) + g(1+P)]$$

$$(12.c) \quad F_{so}(E_1, E_2) = \frac{1}{2} \left\{ [1+P(1-2f)] + g[1-P(1-2f)] \right\}$$

$$(12.d) \quad F_{sm}(E_1, E_2) = \frac{1}{2} \left\{ [1-P(1-2f)] + g[1+P(1-2f)] \right\}$$

Für ein Polarisationspektrometer mit antiparalleler Polarisator-Analysator-Anordnung können die Ausdrücke für die Intensität mit dem Analysator im parallelen Zustand I_p^A und im antiparallelen Zustand I_a^A aus den Spektrometerfaktoren sofort erhalten werden

$$(13.a) \quad I_p^A = \gamma D_p \left\{ F_{sm} \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + F_{so} \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right\}$$

$$(13.b) \quad I_a^A = \gamma D_p \left\{ F_m \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} + F_o \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} \right\}$$

Für ein ideales Polarisationspektrometer, bei dem die Wirksamkeiten des Polarisators und der Spinumkehrvorrichtung gleich 1 sind, $P = f = 1$ und der Gütefaktor $g = 0$ ist, nehmen die Faktoren für die parallele und antiparallele Anordnung die idealen Werte an

$$F_o^i = 1; \quad F_m^i = 0; \quad F_{so}^i = 0; \quad F_{sm}^i = 1.$$

Mit einem idealen Polarisationspektrometer werden in dem gestreuten, anfänglich vollständig polarisierten Neutronenstrahl die beiden Anteile mit verschiedenen Spineinstellungen

vollständig getrennt.

Bei einem realen Polarisationspektrometer bilden die Beziehungen(8) oder (13) für die parallele und antiparallele Intensität je ein System von zwei Gleichungen für die beiden unbekannt-ten Wirkungsquerschnitte für die Streuung ohne und mit Änderung der Spinrichtung. Die Energieverteilung der parallelen und der antiparallelen Intensität in dem gestreuten Neutronenstrahl wird bei einem Streuwinkel und für eine Anfangsenergie der Neutronen gemessen. Die Spektrometerfaktoren können aus den Werten P , f und g als Funktionen der Energie berechnet werden. Aus den für die einzelnen Energieintervallen gemessenen parallelen und antiparallelen Intensitäten und den Spektrometerfaktoren für die betreffenden Energieintervalle lassen sich die ohne und mit Änderung der Spinrichtung gestreuten Intensitäten berechnen.

D. Trennung von kohärent und spininkohärent gestreuter Intensität

Mit den Beziehungen zwischen dem kohärenten und inkohärenten Wirkungsquerschnitt und den Wirkungsquerschnitten für die Streuung ohne und mit Änderung der Spinrichtung ^(°)

(°) Die Beziehungen zwischen den Wirkungsquerschnitten ohne und mit Änderung der Spinrichtung und dem kohärenten und inkohärenten Wirkungsquerschnitt sind z.B. abgeleitet in TURCHIN V.F. "Slow Neutrons", Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem 1965.

$$(14.a) \quad \frac{d^2 \sigma_o}{d\Omega dE} = \frac{d^2 \sigma_{koh}}{d\Omega dE} + \frac{1}{3} \frac{d^2 \sigma_{ink}}{d\Omega dE}$$

$$(14.b) \quad \frac{d^2 \sigma_m}{d\Omega dE} = \frac{2}{3} \frac{d^2 \sigma_{ink}}{d\Omega dE}$$

lassen sich die Gleichungssysteme (8) und (13) in der Form

$$(15.a) \quad I_p^N = \gamma D_p \left\{ F_{p,koh}^N \frac{d^2 \sigma_{koh}}{d\Omega dE} + F_{p,ink}^N \frac{d^2 \sigma_{ink}}{d\Omega dE} \right\}$$

$$(15.b) \quad I_a^N = \gamma D_p \left\{ F_{a,koh}^N \frac{d^2 \sigma_{koh}}{d\Omega dE} + F_{a,ink}^N \frac{d^2 \sigma_{ink}}{d\Omega dE} \right\}$$

schreiben. Die Koeffizienten F^N in dem Gleichungssystem (15) sind die Faktoren der kohärenten und inkohärenten Intensität für den parallelen Zustand ($F_{p,koh}^N, F_{p,ink}^N$) und den antiparallelen Zustand ($F_{a,koh}^N, F_{a,ink}^N$) und hängen von den allgemeinen Spektrometerfaktoren ab.

Für eine parallele Polarisator-Analysator-Anordnung ($N=P$) sind die Koeffizienten

$$(16.a.b.) \quad F_{p,koh}^P = F_o \quad F_{p,ink}^P = \frac{2}{3} F_m + \frac{1}{3} F_o$$

$$(16.c.d.) \quad F_{a,koh}^P = F_{so} \quad F_{a,ink}^P = \frac{2}{3} F_{sm} + \frac{1}{3} F_{so}$$

oder bei Einsetzen der allgemeinen Spektrometerfaktoren (12)

$$(17.a) \quad F_{p,ink}^P = \frac{1}{3} \frac{1}{2} \left\{ (3-P) + g(3+P) \right\}$$

$$(17.b) \quad F_{a,ink}^P = \frac{1}{3} \frac{1}{2} \left\{ [3 - P(1-2f)] + g [3 + P(1-2f)] \right\}$$

Für eine antiparallele Polarisator-Analysator-Anordnung (N=A)

$$(18.a.b) \quad F_p^A \text{ koh} = F_{sm} \quad F_p^A \text{ ink} = \frac{1}{3} F_{sm} + \frac{2}{3} F_{so}$$

$$(18.c.d) \quad F_a^A \text{ koh} = F_m \quad F_a^A \text{ ink} = \frac{1}{3} F_m + \frac{2}{3} F_o$$

und nach Einsetzen der allgemeinen Faktoren

$$(19.a) \quad F_p^A \text{ ink} = \frac{1}{3} \frac{1}{2} \left\{ [3 + P(1-2f)] + g [3 - P(1-2f)] \right\}$$

$$(19.b) \quad F_a^A \text{ ink} = \frac{1}{3} \frac{1}{2} \left\{ (3+P) + g(3-P) \right\}$$

Die kohärent und inkohärent gestreute Intensität lassen sich aus den als Funktion der Energie gemessenen parallelen und antiparallelen Intensitäten mit den bekannten Spektrometerfaktoren für die betreffenden Energieintervalle durch Auflösen des Gleichungssystems (15) trennen ^(°).

Die Schärfe mit der die mit und ohne Änderung der Spinrichtung gestreuten Intensitäten oder die kohärent und inkohärent gestreute Intensität getrennt werden können, hängt von der Grösse und den Fehlern der Polarisationswirksamkeit, der Umklappwahrscheinlichkeit und des Gütefaktors, und von den statistischen Fehlern in der parallelen und antiparallelen Intensität ab und ist eine Funktion des Verhältnisses von inkohärentem zu kohärentem Wirkungsquerschnitt.

(°) Kohärent und spininkohärent gestreute Intensitäten können auch aus den Intensitäten ohne und mit Änderung der Spinrichtung mit Hilfe der Beziehungen (14) berechnet werden.

Nach der Fehlertheorie ist der mittlere wahrscheinliche Fehler

$$(20) \quad \frac{\Delta I_n}{I_n} = \pm \frac{1}{I_n} \left\{ \left(\frac{\partial I_n}{\partial g} \Delta g \right)^2 + \left(\frac{\partial I_n}{\partial P} \Delta P \right)^2 + \left(\frac{\partial I_n}{\partial f} \Delta f \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial I_n}{\partial I_p} \Delta I_p \right)^2 + \left(\frac{\partial I_n}{\partial I_a} \Delta I_a \right)^2 \right\}^{1/2}$$

für $n = \text{koh, ink, o, m}$, wobei mit Δg , ΔP , Δf die Fehler des Gütefaktors, g , der Polarisationswirksamkeit P und der Spinumklappwahrscheinlichkeit f und mit ΔI_p und ΔI_a die statistischen Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität bezeichnet werden.

Bei einem idealen Polarisationspektrometer nehmen die abgeleiteten Faktoren sowohl für eine parallele als auch antiparallele Anordnung die idealen Werte an:

$$\begin{array}{ll} F_p^i \text{ koh} = 1 & F_p^i \text{ ink} = \frac{1}{3} \\ F_a^i \text{ koh} = 0 & F_a^i \text{ ink} = \frac{2}{3} \end{array}$$

und der relative mittlere Fehler in der kohärent und der inkohärent gestreuten Intensität hängt nur von dem statistischen Fehler der parallelen und der antiparallelen Intensität ab.

Bei einem idealen Polarisationspektrometer ist der relative mittlere Fehler in der inkohärent gestreuten Intensität gleich dem statistischen Fehler in der antiparallelen Intensität.

Der Fehler in der kohärent gestreuten Intensität hängt von den statistischen Fehlern in der parallelen und antiparallelen

Intensität ab und ist eine Funktion des Verhältnisses zwischen inkohärentem und kohärentem Wirkungsquerschnitt. Bei gleichem statistischem Fehler der parallelen und antiparallelen Intensität ist der Fehler der kohärenten Intensität dem statistischen Fehler proportional.

Die gestrichelten Kurven der Fig.2 A und B zeigen die mittleren relativen Fehler der kohärent und der inkohärent gestreuten Intensität eines idealen Neutronenpolarimeters als Funktion der relativen kohärenten Intensität, i_{koh}^* , für einen statistischen Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von 0,01 und 0,05. Die relative kohärente Intensität ist durch das Verhältnis kohärent gestreuter zur gesamten gestreuten Intensität definiert $i_{\text{koh}}^* = I_{\text{koh}}/I_{\text{t}}$.

Bei einer Messung, bei der die relative kohärente Intensität i_{koh}^* gleich 0,1 ist und die parallele und antiparallele Intensität mit einer statistischen Genauigkeit von 0,01 oder 0,05 gemessen werden, kann bei einem idealen Polarisationspektrometer die kohärent gestreute von der inkohärent gestreuten Intensität vollständig getrennt werden und mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ oder $\pm 25\%$ bestimmt werden.

III. Dreiachsen-Polarisationsspektrometer

A. Allgemeine Beschreibung

Das vorgeschlagene Polarisationspektrometer wird aus einem Dreiachsenpektrometer entwickelt [37], indem als Monochromator- und Analysatorkristall zwei ferromagnetische Einkristalle benutzt werden und entweder zwischen Monochromatorkristall und Streuprobe oder zwischen Streuprobe und Analysatorkristall eine Spinumkehrvorrichtung eingefügt wird. Der Monochromatorkristall reflektiert von dem auftreffenden Neutronenstrahl nur Neutronen, deren Wellenlänge der Bragg-Bedingung entspricht, und polarisiert gleichzeitig die reflektierten Neutronen. Der Analysatorkristall reflektiert nur Neutronen in den Detektor, deren Wellenlänge der Bragg-Bedingung bei dem eingestellten Glanzwinkel des Analysators entspricht und deren Spinrichtungen nach der Streuung parallel zu der Filterrichtung des Analysatorkristalls sind. Bei paralleler Polarisator-Analysator-Anordnung sind dies Neutronen, die ihren Spin bei der Streuung nicht geändert haben. Durch Drehen der Spinrichtung der Neutronen mit der Umkehrvorrichtung vor oder nach der Streuprobe werden bei der parallelen Spektrometeranordnung Neutronen in den Detektor reflektiert, die ihre Spins bei der Streuung geändert haben.

Durch diesen parallelen und antiparallelen Zustand des Dreiachsen-Polarisationsspektrometers können die Intensitäten der gestreuten Neutronen in den beiden Spinzuständen getrennt

und durch Ändern des Glanzwinkels des Analysatorkristalls die Energieverteilung jeder der beiden Intensitäten gemessen werden.

Um eine Änderung des Polarisationsgrades des auf die Probe einfallenden monochromatischen Strahls und Übergänge von Neutronen zwischen den beiden Spinzuständen des gestreuten Strahls zu vermeiden, haben bei einem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer die Kollimatoren zwischen Monochromator und Probe, und zwischen Probe und Analysator, magnetische Führungsfelder.

B. Polarisator, Spinumkehrvorrichtung und Polarisationsfilter

Für die Polarisation, das Drehen der Spinrichtungen der Neutronen und das Trennen der Neutronen mit den beiden Spinrichtungen werden bei einem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer die Techniken verwendet, die Nathans, Shull, Shirane und Andresen bei der Messung der magnetischen Streuamplitude von Eisen und Nickel [4] und Rauch in einer Anlage zur Polarisation von Atomkernen durch polarisierte Neutronen [5] benutzt haben.

Als Polarisator und als Analysator wird je ein CoFe-Einkristall mit 92 Atom % Co und 8 Atom % Fe benutzt. Die Polarisationswirksamkeit P eines ferromagnetischen Einkristalls ist definiert durch das Verhältnis

$$(21.a) \quad P = \frac{R_p - R_a}{R_p + R_a}$$

wobei R_p und R_a die parallele und antiparallele Reflektivität sind. Der Gütefaktor G eines CoFe-Einkristalls als Polarisationsfilter ist mit der Polarisationswirksamkeit durch die Beziehung

$$(21.b) \quad g = \frac{R_a}{R_p} = \frac{1 - P}{1 + P}$$

verknüpft.

An CoFe-Einkristallen, die bis zur Sättigung magnetisiert werden, wurden bei der Reflektion an der (111)-Ebene Polarisationswirksamkeiten zwischen 0,99 und 1 $\sqrt{4}$ und an der (200)-Ebene von 0,98 $\sqrt{5}$ gemessen.

Aus den gemessenen Polarisationswirksamkeiten ergibt sich eine Güte $G = 100$ oder ein Gütefaktor $g = 0,01$. Der Gütefaktor ist im Energiebereich thermischer Neutronen unabhängig von der Energie.

Zum Drehen der Spinrichtung wird die Methode des magnetischen Resonanzfeldes benutzt $\sqrt{6, 7}$. Im magnetischen Führungsfeld des Kollimators vor oder hinter der Streuprobe befindet sich eine Spule. An diese Spule wird senkrecht zur Richtung des zeitlich konstanten magnetischen Führungsfeldes des Kollimators ein Wechselfeld angelegt, dessen Frequenz mit der Larmorfrequenz des Neutrons im Führungsfeld übereinstimmt. Die Amplitude des Wechselfeldes ist der Flugzeit der Neutronen durch die Spule proportional. Im Ruhezustand der Spinumkehrvorrichtung ist das Wechselfeld ausgeschaltet, im Arbeitszustand eingeschaltet. Für diese Methode werden Umklappwahrscheinlich-

keiten von 98% angegeben [5]. Für die Berechnung der Spektrometerfaktoren werden die Werte $P = 0,98$; $f = 0,98$ und $g = 0,1$ verwendet.

Die damit berechneten Spektrometerfaktoren

$$F_o = 0,99; \quad F_m = 0,025; \quad F_{so} = 0,04; \quad F_{sm} = 0,97;$$

und abgeleiteten Faktoren für die parallele

$$F_p^P \text{ koh} = 0,99 \qquad F_p^P \text{ ink} = 0,35$$

$$F_a^P \text{ koh} = 0,04 \qquad F_a^P \text{ ink} = 0,66$$

und die antiparallele Polarisator-Analysatoranordnung

$$F_p^A \text{ koh} = 0,97 \qquad F_p^A \text{ ink} = 0,35$$

$$F_a^A \text{ koh} = 0,025 \qquad F_a^A \text{ ink} = 0,67$$

entsprechen praktisch den Faktoren eines idealen Neutronenpolarimeters.

Wegen der Abweichungen der Faktoren des Dreiachsen-Polarisationsspektrometers von den Idealwerten werden in der parallelen Intensität auch Neutronen gemessen, die ihre Spinrichtung bei der Streuung geändert und in der antiparallelen Intensität auch Neutronen, die ihre Spinrichtung beibehalten haben. Die Anteile dieser Neutronen mit falscher Spineinstellung in der gemessenen parallelen und antiparallelen Intensität hängen von dem Verhältnis r des inkohärenten zu dem kohärenten Wirkungsquerschnitt ab und führen bei der Auswertung zu einem

Fehler in der kohärenten und inkohärenten Intensität oder in den Intensitäten ohne und mit Änderung der Spinrichtung.^(°)

C. Fehler bei der Trennung von kohärent und spininkohärenter Intensität

Eine vollständige Trennung der Intensitäten, die ohne und mit Änderung der Spinrichtung gestreut werden oder der kohärent und inkohärent gestreuten Intensität wird durch Messen der parallelen und antiparallelen Intensität und Auflösen der Gleichung (8) oder der Gleichungen (15) mit bekannten Spektrometerfaktoren erhalten. Die Genauigkeit, mit der die Spektrometerfaktoren bekannt sind und die statistischen Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität führen zu Fehlern in den Intensitäten die ohne und mit Änderung der Spinrichtung oder die kohärent und inkohärent gestreut wurden. Diese Auflösungsfehler wurden für ein Dreiaachsen-Polarisationsspektrometer für die Trennung der kohärent und inkohärent gestreuten Intensität nach der Formel für den mittleren wahrscheinlichen Fehler (20) abgeschätzt. Die partiellen Ableitungen der kohärenten und inkohärenten Intensität nach den Grössen g , P , f und den Intensitäten I_p und I_a werden aus den Determinantenbrüchen, die bei der Auflösung des Gleichungssystems (15) auftreten,

^(°) Fig. 2 in Ref. [27] zeigt die relativen Anteile an Neutronen mit falscher Spineinstellung in der parallelen und in der antiparallelen Intensität als Funktion des Wirkungsquerschnittsverhältnisses für ein Polarisationspektrometer mit den Werten $P=0,98$; $f=0,98$; $g=0,01$ für Polarisationswirksamkeit, Umklappwahrscheinlichkeit und Gütefaktor.

treten, und den Beziehungen (16) oder (18) für die abgeleiteten und (12) für die allgemeinen Spektrometerfaktoren berechnet. (°)

Für die Polarisationswirksamkeit, P , die Spinumklappwahrscheinlichkeit f , den Gütefaktor g und die Fehler dieser Größen, und für die statistischen Fehler der parallelen und antiparallelen Intensität wurden die Werte verwendet

$$(23) \quad P = 0,98 \pm 0,02 \quad f = 0,98 \pm 0,02 \quad g = 0,01 \pm 0,01$$

Die Kurven der Fig.2 zeigen die mittleren wahrscheinlichen Fehler der kohärenten Intensität für eine parallele und den Fehler der inkohärenten Intensität für eine parallele eine antiparallele Polarisator-Analysator-Anordnung als Funktion der relativen kohärenten Intensität i_{koh}^* für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von $\pm 1\%$ und $\pm 5\%$. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf ein ideales Polarisationspektrometer, die übrigen auf ein Dreiachsen-Polarisationspektrometer mit den Werten (23).

Für einen Streuer, bei dem die relative kohärente Intensität 10% beträgt, $i_{\text{koh}}^* = 0,1$, kann mit einem Dreiachsen-Polarisationspektrometer die kohärent gestreute von der inkohärent ge-

(°) Die partiellen Ableitungen der mit und ohne Änderung der Spinrichtung gestreuten Intensität werden aus den beiden Determinantenbrüchen, die bei der Auflösung des Gleichungssystems (8) oder (13) auftreten, und aus den Spektrometerfaktoren (12) berechnet.

streuten Intensität getrennt und mit einem Fehler von $\pm 7\%$ oder $\pm 27\%$ erhalten werden, falls die parallele und antiparallele Intensität mit statistischen Fehlern von $\pm 1\%$ oder $\pm 5\%$ gemessen werden.

Die Grösse der Fehler ist fast vollständig durch den statistischen Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität bestimmt, da der Fehler in der kohärenten Intensität für den gleichen Streuer bei einem idealen Polarisationspektrometer $\pm 5\%$ oder $\pm 25\%$ beträgt, je nach den statistischen Fehlern in der parallelen und antiparallelen Intensität.

Für einen Streuer, bei dem die inkohärent gestreute Intensität 10% der gesamten Streuintensität $i_{\text{ink}}^* = 0,1$ beträgt, kann mit einem Dreiachsen-Polarisationspektrometer paralleler Anordnung die inkohärent gestreute von der kohärent gestreuten Intensität getrennt und mit einem Fehler von $\pm 30\%$ erhalten werden für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität zwischen $\pm 1\%$ und $\pm 5\%$. Die starke Erhöhung des Fehlers in der inkohärenten Intensität gegenüber einem Fehler zwischen $\pm 1\%$ und $\pm 5\%$, der mit einem idealen Polarisationspektrometer erhalten würde, ist durch den Anteil von Neutronen bedingt, die im antiparallelen Zustand mit falscher Spinrichtung auf Grund der Abweichung der Polarisationswirksamkeit, der Umklappwahrscheinlichkeit und des Gütefaktors von den idealen Werten mitgemessen werden. Der Fehler in der inkohärent gestreuten Intensität kann verkleinert werden, indem für die Bestimmung dieser Intensität eine antiparallele Anordnung von Polarisator und Analysator verwendet wird. Da

bei dieser Anordnung die antiparallele Intensität mit der Spinumkehrvorrichtung im Ruhezustand bestimmt wird, wird der Fehleranteil, der durch die Umklappwahrscheinlichkeit bedingt ist, vermieden. Unter sonst gleichen Verhältnissen verringert sich der Fehler bei der Bestimmung der inkohärent gestreuten Intensität mit einer antiparallelen Spektrometeranordnung auf $\pm 20\%$ oder $\pm 22\%$ für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von ± 1 oder $\pm 5\%$.

Aus den Fig. 2 A und B werden Grenzwerte der relativen kohärenten, i_{koh}^* , und inkohärenten, i_{ink}^* , definiert, bei denen die kohärent und inkohärent gestreute Intensität noch mit einem Fehler von $\pm 10\%$ getrennt werden, falls die parallele und antiparallele Intensität mit einem statistischen Fehler von $\pm 1\%$ oder $\pm 5\%$ gemessen werden. Die so definierten Grenzwerte der relativen kohärenten und inkohärenten Intensität sind in der Tabelle 1 für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von ± 1 und $\pm 5\%$ zusammengefasst.

	statistische Fehler	(a) $i_{\text{koh}}^* \leq 0,1$	(b) $i_{\text{ink}}^* \leq 0,1$
		parallele Anordnung	antiparallele Anordnung
ideales _{PSM}	1% 5%	0,05 0,28	0 bis 1 0 bis 1
Dreiaachsen PSM	1% 5%	0,08 0,30	0,18 0,30

Tabelle 1: Grenzwerte der

- a) relativen kohärenten Intensität, für die die kohärent gestreute Intensität und
 - b) der relativen inkohärenten Intensität, für die die inkohärent gestreute Intensität
- mit einem Fehler von $\pm 10\%$ erhalten können durch Messen der parallelen und antiparallelen Intensität mit den angegebenen statistischen Fehlern.

Bei einem Streuer mit einer relativen kohärenten Intensität von 0,05 kann mit einem idealen Polarisationspektrometer die kohärent gestreute Intensität mit einem Fehler von $\pm 10\%$ gemessen werden, falls die parallele und die antiparallele Intensität mit statistischen Fehlern von $\pm 1\%$ gemessen werden. Bei einem statistischen Fehler von $\pm 5\%$ verschlechtert sich die relative kohärente Intensität auf 0,28.

Bei einem Dreiachsen-Polarisationspektrometer vergrößert sich der Grenzwert auf 0,08 für einen statistischen Fehler von 1% und auf 0,30 für einen statistischen Fehler von 5%.

Bei einem Streuer mit einer relativen inkohärenten Intensität von 0,18 kann mit einem Dreiachsen-Polarisationspektrometer in antiparalleler Anordnung die inkohärent gestreute Intensität mit einem Fehler von $\pm 10\%$ erhalten werden, falls die parallele und die antiparallele Intensität mit statistischen Fehlern von $\pm 1\%$ gemessen werden. Der Grenzwert der relativen inkohärenten Intensität vergrößert sich auf 0,30 für einen sta-

tistischen Fehler von $\pm 5\%$.

Der Unterschied in den Grenzwerten der relativen kohärenten und inkohärenten Intensität für einen 10% Fehler, $i_{\text{koh}}^* \approx 0,1$ und $i_{\text{ink}}^* \approx 0,1$ zeigt, dass ein Dreiachsen-Polarisationspektrometer für das Bestimmen der kohärenten geeigneter ist, als für das Bestimmen der inkohärenten Intensität.

IV. Flugzeit-Polarisationspektrometer

A. Allgemeine Beschreibung

Das vorgeschlagene Flugzeit-Polarisationspektrometer wird aus einer der Flugzeit-Anordnungen entwickelt, die mit einem rotierenden Ein-Kristall oder Beryllium-Filter die Anfangsenergie der Neutronen festlegen, indem der Strahl mit einem ferromagnetischen Ein-Kristall gepulst, monochromatisiert und polarisiert wird, oder ein gepulster Strahl mit einem solchen Einkristall monochromatisiert und polarisiert wird.

Fig.3 zeigt das Prinzip eines Flugzeit-Polarisationspektrometers. Zwischen dem Einkristall und der Streuprobe wird eine Vorrichtung eingefügt, mit der die Spinrichtung der monoenergetischen Neutronen um 180° gedreht werden kann. Nach der Streuung, bei der die Neutronen zum Teil ihre Energie und Spinrichtung ändern, durchlaufen sie ein Polarisationsfilter mit verschiedenen Durchlässigkeiten für Neutronen, deren Spins parallel und für Neutronen, deren Spins antiparallel zur Filterrichtung sind. Die Energie der durchgelassenen Neutronen wird durch Messen der Flugzeit bestimmt. Durch Drehen der Spinrichtung der einfallenden Neutronen kann die Energieverteilung der parallelen und antiparallelen Intensität gemessen werden.

B. Polarisationsfilter

Als Polarisator wird, wie bei dem Dreiachsen-Polarisations-

spektrometer, ein CoFe-Einkristall, der bis zur Sättigung magnetisiert ist und als Spinumkehrvorrichtung ebenfalls die magnetische Resonanzmethode [6,7], und als Polarisationsfilter ein Lanthan-Magnesium Nitrat (LMN)-Kristall benutzt.^(°)

In einem Einkristall aus Lanthan-Magnesium-Nitrat (LMN) $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$ können die Protonen nach den Methoden von Jeffries [11] und von Abragam und Borghini [12] dynamisch polarisiert werden. Bei einer polarisierten Protonenprobe als Polarisationsfilter entsprechen der parallelen und antiparallelen Durchlässigkeit, D_p und D_a , die parallele und antiparallele Transmission. Die parallele Transmission T_p , d.h. die Transmission eines Neutronenstrahls mit der Spinrichtung parallel zur Filterrichtung der Polarisationsfilters, ist gegeben durch die Beziehung

$$T_p(E) = e^{-\Sigma_t \left[1 - f_N \frac{\Sigma_p}{\Sigma_t}\right] a},$$

(°) Ein weiterer möglicher Analysator für Flugzeit-Polarisationspektrometer sind polarisierende Neutronenleiter. Der parallelen Durchlässigkeit entspricht bei diesem Polarisationsfilter die Reflektivität bei der Totalreflexion von Neutronen, deren Spinrichtung parallel zur Filterrichtung ist, und dem Gütefaktor das Verhältnis von antiparalleler zu paralleler Reflektivität für Totalreflexion. Polarisierende Neutronenleiter als Analysator haben eine grössere Transmission und eine höhere Güte als LMN-Kristalle. Falls der mit polarisierenden Neutronenleitern erreichbare Polarisationsgrad im interessierenden Energiebereich 0,98 beträgt und unabhängig von der Energie ist, entsprechen die Fehler in der kohärenten und inkohärenten Intensität eines Flugzeit-Polarisationsspektrometers mit diesem Analysator den Fehlern eines Dreiachsen-Polarisationsspektrometers (Fig.2).

Die bis jetzt vorliegenden Transmissions- und Polarisationsmessungen an polarisierenden Neutronenleitern [8] sind bei zu niedrigen Energien, um die Eigenschaften eines Flugzeit-Polarisationsspektrometers mit diesem Polarisationsfilter zu untersuchen.

Die Transmission durch magnetisiertes Eisen, die bei Versuchen nach der "doppelten Transmissionsmethode" als Polarisator und als Analysator benutzt wurde [9], hat wegen des geringen Polarisationswirkungsquerschnitts eine zu geringe Güte und wegen der Bragg-Reflexionen an den einzelnen Gitterebenen eine zu starke Energieabhängigkeit [10], um als Polarisationsfilter bei einem Flugzeit-Polarisationsspektrometer verwendet zu werden.

und der Gütefaktor des Polarisationsfilters

$$g(E) = \frac{T_a}{T_p} = e^{-2f_N \Sigma_p d}$$

wobei die Abkürzungen bedeuten

- $\Sigma_t(E)$ gesamter makroskopischer Wirkungsquerschnitt des
LMN-Kristalls im unpolarisierten Zustand
- $\Sigma_p(E)$ Polarisationswirkungsquerschnitt
- f_N Polarisationsgrad der Protonen
- d Dicke des LMN-Kristalls.

Die parallele Transmission T_p und der Gütefaktor g des Polarisationsfilters wurden als Funktionen der Neutronenenergie in dem für die Untersuchung an Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern interessierenden Bereich von 10 bis 100 meV für die beiden Kristalldicken 1,2 und 1,8 cm berechnet. Für die Berechnung wurde der gesamte Wirkungsquerschnitt Σ_t , das Verhältnis von Polarisations- zu gesamtem Wirkungsquerschnitt Σ_p/Σ_t und die Protonenpolarisation $f_N = 0,5$ aus der Veröffentlichung von Shapiro entnommen [137]. Fig.4 zeigt die parallele Transmission und den Gütefaktor als Funktion der Energie für die beiden Kristalldicken.

Die Spektrometerfaktoren F_o , F_s , F_{so} , F_{sm} werden nach den Gleichungen (12) mit den Werten $p = 0,98$ und $f = 0,98$ und dem Gütefaktor g (Abb.4) als Funktion der Energie nach der Streuung für einen LMN-Kristall mit der Dicke von 1,8 cm

berechnet. Fig.5 zeigt das Ergebnis. Wegen der hohen Polarisationswirksamkeit des Polarisators und der hohen Spinumklappwahrscheinlichkeit entsprechen die Faktoren F_o und F_{sm} im ganzen interessierenden Energiebereich praktisch den idealen Werten, trotz des vom idealen Wert stark abweichenden Gütefaktors. Dagegen führt der Gütefaktor bei den Spektrometerfaktoren F_m und F_{so} zu einer starken Abweichung von den idealen Werten.

C. Fehler bei der Trennung von kohärenten und spininkohärenten Intensitäten

Die Fehler, die bei der Trennung von kohärenter und spininkohärenter Intensität mit einem Flugzeit-Polarisationsspektrometer auftreten, wurden nach dem bei dem Dreiachsen-Polarisationsmeter beschriebenen verfahren als Funktion der relativen kohärenten Intensität berechnet. Für die Berechnung wurden für die Polarisationswirksamkeit, P , die Spinumklappwahrscheinlichkeit und ihre Fehler und die statistischen Fehler der parallelen und antiparallelen Intensität die Werte (23) verwendet. Die verwendeten Werte des Gütefaktors, der bei dem Flugzeit-Polarisationsspektrometer eine Funktion der Energie ist, sind die für einen LMN-Kristall der Dicke 1,8 cm (Abb.4). Es wurde angenommen, dass der Gütefaktor im interessierenden Energiebereich mit einer Genauigkeit von $\Delta g/g = 0,1$ bekannt ist. Aus den berechneten Kurven wurden die Grenzwerte der relativen kohärenten Intensität entnommen, bei denen die kohärente und

inkohärente Intensität mit einem Fehler von $\pm 10\%$ erhalten werden können durch Messen der parallelen und antiparallelen Intensität mit den statistischen Fehlern von ± 1 oder $\pm 5\%$. Die Grenzwerte sind in Tabelle 2 zusammengestellt

	statist. Fehler	E meV	$i_{koh}^* \text{ g } 0,1$	$i_{ink}^* \text{ g } 0,1$
			parallele Anordnung	antiparallele Anordnung
Flugzeit-PSM	1%	10	0,05	0,15
		100	0,10	0,26
	5%	10	0,32	0,20
		100	0,45	0,45

Tabelle 2: Grenzwerte der relativen kohärenten und inkohärenten Intensität für ein Flugzeit-Polarisationsspektrometer mit CoFe-Kristall als Polarisator und einen LMN-Kristall als Analysator.

Wegen der Energieabhängigkeit der Spektrometerfaktoren eines Flugzeit-Polarisationsspektrometers hängen die Grenzwerte der relativen kohärenten Intensität oder bei einer bestimmten relativen kohärenten Intensität die Fehler in der kohärenten und inkohärenten Intensität von der Energie der gestreuten Neutronen ab.

In Fig. 6A sind die mittleren relativen Fehler der kohärenten Intensität als Funktion der Neutronenenergie nach der Streuung für die relativen kohärenten Intensitäten $i_{koh}^* = 0,1$ und $0,5$ und in Fig. 6B die mittleren relativen Fehler der inkohä-

renten Intensität von $i_{ink}^* = 0,2$ und $0,5$ dargestellt.

Die ausgezogenen Kurven zeigen die Fehler, die bei dem beschriebenen Flugzeit-Polarisationsspektrometer zu erwarten sind, die gestrichelten Kurven die Fehler eines idealen Polarisationsspektrometers. Der Fehler in der inkohärenten Intensität kann wie bei dem Kristall-Neutronenpolarimeter durch einen Polarisationsspektrometer mit antiparalleler Polarisator-Analysatoranordnung verringert werden. Bei einer relativen inkohärenten Intensität von $i_{ink}^* = 0,2$ beträgt der mittlere relative Fehler bei einer parallelen Polarisator-Analysator-Anordnung für eine Energie nach der Streuung von $10 \text{ meV} \pm 12\%$ und von $100 \text{ meV} \pm 17\%$. Bei einer antiparallelen Anordnung verringern sich diese Fehler bei den gleichen Energien auf $\pm 8\%$ und $\pm 14\%$. Bei zunehmender relativer inkohärenter Intensität nähern sich die Fehler in der inkohärenten Intensität dem Fehler eines idealen Polarisationsspektrometers an.

V. Anwendung von Polarisationspektrometern

Aus der mit einem Polarisationspektrometer gemessenen parallelen und antiparallelen Intensität können die kohärent und die inkohärent gestreute Intensität oder die ohne, I_0 , und die mit Spinänderung, I_m , gestreute Intensität als Funktion der Energie nach der Streuung für beliebige Streuwinkel bestimmt werden. Das Trennen der kohärent und inkohärent gestreuten Intensität kann Anwendungen finden bei der Neutronenbeugung und der inelastischen Neutronenstreuung. Das Bestimmen der ohne oder mit Änderung der Spinrichtung gestreuten Intensität kann Ziel von bestimmten Versuchen sein, z.B. bei der Streuung von Neutronen an wasserstoffhaltigen Molekülen oder es können abgeleitete Größen, Wirkungsquerschnittsverhältnisse und Polarisationsgrad gebildet werden, die verschiedene Anwendungen erlauben.

A) Neutronenbeugung und unelastische Neutronenstreuung

Mit den angegebenen Polarisationspektrometern kann bei der Neutronenbeugung oder bei der Untersuchung von kohärenten Effekten bei der unelastischen Streuung der spininkohärente Untergrund verringert oder die kohärent und die spininkohärent gestreute Intensität vollständig getrennt werden.

Im Vergleich zu der elastischen Neutronenbeugung mit einem Dreiachsen-Spektrometer, mit der Caglioti und Pompa [14] bei Untersuchungen an Ammoniumbromid, NH_4Br , den Untergrund

um Faktoren zwischen 1,2 und 3 verringert haben, kann mit einem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer der spininkohärent elastisch gestreute Anteil um einen weiteren Faktor 3 verringert werden durch Messen der Intensität als Funktion des Streuwinkels mit dem Polarisationsspektrometer im parallelen Zustand. Bei der Beobachtung der kohärenten Ein-Phonon-Streuung kann der spininkohärent unelastisch gestreute Anteil durch Messen mit dem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer im parallelen Zustand um den gleichen Faktor verringert werden. Das Verringern des spininkohärenten Anteils bei der Neutronenbeugung und der Messung von kohärenten Effekten bei der unelastischen Streuung mit dem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer ist möglich, da dieses fast ideale Spektrometerfaktoren hat.

Die kohärent und inkohärent gestreute Intensität können sowohl mit einem Dreiachsen- als auch mit dem angegebenen Flugzeit-Polarisationsspektrometer getrennt werden.

Für Streuer mit einer relativen kohärenten Intensität von 0,10 ^(°) oder grösser kann bei der Neutronenbeugung und bei

(°) Die relative kohärente Intensität i_{koh}^* entspricht nur bei der Streuung am freien Atom dem Verhältnis kohärentem zu gesamtem Wirkungsquerschnitt. Bei der Neutronenbeugung z.B. ist das Verhältnis mit dem entsprechenden Ausdruck für die kohärent elastisch gestreute Intensität zu bilden, bei der unelastischen Streuung mit den entsprechenden Ausdrücken für die inkohärent und kohärent unelastisch gestreute Intensität.

der unelastischen Streuung mit einem Dreiachsen-Polarisations-spektrometer die kohärent gestreute Intensität mit einem Fehler von $\pm 10\%$ oder weniger erhalten werden, durch Messen der parallelen und antiparallelen Intensität mit einem statistischen Fehler von $\pm 1\%$. Bei einem statistischen Fehler von $\pm 5\%$ erhöht sich für die gleiche relative kohärente Intensität von 0,10 der Fehler in der kohärenten Intensität auf etwa $\pm 25\%$.

Bei dem statistischen Fehler von $\pm 5\%$ wird der Fehler in der kohärenten Intensität wieder $\pm 10\%$ bei einer relativen kohärenten Intensität von 0,28.

Bei Untersuchungen der kohärenten Ein-Phonon-Streuung lässt sich mit einem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer die Überlagerung von kohärent und spininkohärent gestreuter Intensität, wie sie z.B. bei NaI im Frequenzbereich um $3,6 \times 10^{12} \text{sec}^{-1}$ auftritt, aufheben. Bei NaI ist diese Überlagerung durch den grossen spininkohärenten Wirkungsquerschnitt von Na und einem Maximum in der Verteilung der Gitterschwingungsfrequenzen bei etwa $3,6 \times 10^{12} \text{sec}^{-1}$ bedingt. [15]

Eine der Anwendungen eines Flugzeit-Polarisationsspektrometers bei der Trennung kohärenter und inkohärenter Intensität ist die von Maier-Leibnitz vorgeschlagene Messung des Frequenzspektrums an Proben mit grossem spininkohärentem Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt [16]. Durch Messen der Energieverteilungen der parallelen und antiparallelen Intensität und Auflösen der Gleichungen (15) mit den bekannten Spektrometereffektoren werden die Energieverteilungen der kohärent und

spininkohärent gestreuten Intensität erhalten. Vor der Berechnung der Frequenzverteilung aus der erhaltenen spininkohärenten Intensität muss noch die Energieabhängigkeit der parallelen Durchlässigkeit berücksichtigt werden. Mit dem vorgeschlagenen Flugzeit-Polarisationsspektrometer kann bei einem Streuer mit einer relativen inkohärenten Intensität von etwa 0,20 die inkohärente Intensität für Neutronenenergien nach der Streuung zwischen 10 und 100 meV mit einem Fehler von $\pm 10\%$ erhalten werden, falls die parallele und antiparallele Intensität mit Fehlern von $\pm 1\%$ gemessen werden. Bei statistischen Fehlern von $\pm 5\%$ erhöht sich der Fehler in der inkohärenten Intensität auf etwa $\pm 18\%$.

B) Wirkungsquerschnittsverhältnisse und Polarisationsgrad

1. Wirkungsquerschnittsverhältnisse

Die Verhältnisse inkohärenter zu kohärentem Wirkungsquerschnitt und inkohärenter zu gesamtem Wirkungsquerschnitt lassen sich aus den beiden Intensitäten I_0 und I_m auf Grund der Beziehungen

$$\frac{\sigma_{\text{ink}}}{\sigma_{\text{koh}}} = 3 \frac{I_m}{2I_0 - I_m}$$

$$\frac{\sigma_{\text{ink}}}{\sigma_t} = \frac{2}{3} \frac{I_m}{I_0 + I_m}$$

bilden. Aus diesen Verhältnissen lässt sich mit bekannten Werten des kohärenten oder gesamten Wirkungsquerschnitts der

inkohärente Wirkungsquerschnitt berechnen. (°)

2. Polarisationsgrad

Der Polarisationsgrad eines durch die Probe durchgehenden oder an der Probe gestreuten Neutronenstrahls wird für die Energie E_2 nach der Streuung aus den beiden gemessenen Intensitäten I_o und I_m nach der Beziehung

$$P(E_2) = \frac{I_o(E_2) - I_m(E_2)}{I_o(E_2) + I_m(E_2)}$$

berechnet. (°°)

(°) Das Verhältnis $I_m/(I_o + I_m)$ ist die Spinflippwahrscheinlichkeit. Die Methode, den inkohärenten Streuwinkel durch messen der Spinflippwahrscheinlichkeit zu bestimmen, wurde von Schwinger und Rabi [17] vorgeschlagen und von Meyerhof und Nicodemus [9b] für die Messung des inkohärenten Wirkungsquerschnitts von Phosphor angewandt.

(°°) Der Polarisationsgrad eines Neutronenstrahls wurde bisher integral mit einem Analysatorsystem bestimmt, das aus einem Analysator mit bekannter Polarisationswirksamkeit P_A und einem Weicheisenblättchen als "Shim" besteht. Der Polarisationsgrad P wird aus dem "Shim"-Verhältnis S nach der Beziehung $P = (S-1)/P_A$ berechnet. Die Grösse S ist das Verhältnis der mit Shim nach dem Analysator gemessenen Intensität in der mit Shim vor dem Analysator gemessenen Intensität [4, 5, 14]. Eine getrennte Messung der Intensitäten der beiden Spinkomponenten erfolgt mit diesem Analysatorsystem nicht.

Anhang I

Intensitätsabschätzung für einen Dreiachsen-Polarisations-spektrometer

Für die Anwendung des Dreiachsen-Polarisationsspektrometers bei der elastischen Neutronenbeugung wurden die erforderlichen Messzeiten abgeschätzt, indem als Vergleich die Messzeiten des CNEN-Dreiachsenspektrometers am Reaktor ISPRA-I benutzt wurden [18]. Bei der Strukturuntersuchung von NH_4Br wurde mit diesem Spektrometer eine Messzeit von 25 min für eine Winkelstellung benötigt, um zwischen 250 und 1500 Impulse zu erhalten [14]. Die Neutronen wurden an der (220)-Ebene eines Pb-Kristalls monochromatisiert und an der (111)-Ebene eines Al-Einkristalls analysiert. Die Winkeldivergenzen der Kollimatoren waren in der Reihenfolge vom Reaktor her $19'$, $25'$, $26'$, $16'$.

Für die Abschätzung der Messzeit des Dreiachsen-Polarisations-spektrometers DPS wurde das Verhältnis

$$t_{m\text{DPS}} = 2 \cdot \frac{R_{\text{Pb}}^{\lambda} \cdot R_{\text{Al}}^{\theta}}{R_{\text{CoFe}}^{\lambda} \cdot R_{\text{CoFe}}^{\theta}} \cdot \frac{L}{L_{\text{DPS}}} \cdot \frac{\Phi}{\Phi_{\text{DPS}}} \cdot t_m$$

gebildet, wobei die Bezeichnungen die Bedeutung haben

$t_m, t_{m\text{DPS}}$ die Messzeiten
 $R_{\text{Pb}}^{\lambda}, R_{\text{CoFe}}^{\lambda}$ die Reflektivitäten des Pb- und CoFe-Monochromat-
 terkristalls

$R_{Al}^{\phi}, R_{CoFe}^{\phi}$	die Reflektivitäten des Al- und CoFe-Analysatorkristalls
L, L_{DPS}	die Luminositäten
Φ, Φ_{DPS}	die Neutronenflüsse.

Die Grössen ohne Index beziehen sich auf das Referenzspektrometer am Reaktor ISPRA-I, mit dem Index DPS auf das Polarisationspektrometer.

Die Reflektivität R_{Pb}^{λ} wurde für die (220)-Ebene und eine Mosaikbreite von $10'$, die Reflektivität R_{Al}^{ϕ} für die (111)-Ebene und eine Mosaikbreite von $8'$, und die Reflektivitäten R_{CoFe}^{λ} und R_{CoFe}^{ϕ} für die (111)-Ebene und eine Mosaikbreite von $10'$ nach der Formel 3.13 und 6.15 von Ref. [19] berechnet. Die Intensitäten L wurden nach den von Caglioti und Tocchetti [20] angegebenen Formeln für die einzelnen Sätze der Kollimatordivergenzen und die verschiedenen Mosaikbreiten der Einkristalle berechnet.

Mit den Kollimatordivergenzen des Referenzspektrometers ergäbe sich bei der Untersuchung von Zink mit einem Dreiachsen-Polarisationsspektrometer an einem Hochflussreaktor mit einem maximalen Fluss von $\Phi_{NPM} = 10^{15}$ n/cm²sec eine Messzeit von ungefähr 25 min für eine Winkelstellung und eine der beiden Intensitäten. Bei Verwenden von 4 Kollimatoren mit der Divergenz von $30'$, die nicht zu einer wesentlichen Verringerung der Auflösung führen, und einer Mosaikbreite von $15'$ der Co Fe-Kristalle verringert sich die Messzeit auf etwa 8 min.

Das Ergebnis der Abschätzung zeigt, dass Dreiachsen-Polarisationsspektrometer trotz der geringen Reflektivität von CoFe-Kristallen an Reaktoren mit Neutronenflüssen zwischen $5 \cdot 10^{14}$ und 10^{15} Neutronen/cm²sec betrieben werden können.

Anhang II

Intensitätsabschätzung für ein Flugzeit-Polarisations-
spektrometer

Der Faktor γ in den Gleichungen (11) wird durch die Beziehungen

$$\gamma = \gamma' T_p \cdot N \cdot d$$

und

$$\gamma' = \frac{\Phi(\lambda)}{4\pi} \cdot v \cdot \Delta t \cdot R^\lambda \cdot d\Omega_s \cdot F_2 \frac{d\Omega_D}{4\pi} \epsilon dE_D$$

gegeben, wobei die Beziehungen die folgenden Bedeutungen haben:

- $\Phi(\lambda)$ Neutronenfluss in $n/cm^2 \text{ sec } A^\circ$ an der Quellfläche
 v Pulsfrequenz
 Δt Halbbreite des Pulses
 R^λ Reflektivität in A° für einen feststehenden Kristall in einem weissen Spektrum
 $d\Omega_s$ Raumwinkel, der von der Quellfläche F_1 aufgespannt wird,

$$d\Omega_s = \frac{F_1}{l_1^2}$$

- l_1 Abstand Quellfläche-Polarisationskristall
 F_2 Fläche des Polarisationskristalls
 $d\Omega_D$ Raumwinkel, der von der Detektorfläche aufgespannt wird,

$$d\Omega_D = \frac{F_3}{l_2^2}$$

- ϵ Detektorempfindlichkeit
 dE_D Energiebreite des Detektorkanals
 T_p parallele Transmission des LMN-Kristalls

- N Streuzentren/cm³
 d Dicke der Streuprobe in cm.

Der Faktor γ wird berechnet für eine Eingangs-Wellenlänge der Neutronen von 4 \AA^0 mit den Auslegungswerten des periodisch gepulsten Reaktors SORA [21] für Pulsfrequenz und Halbreite des Pulses

$$\nu = 50 \text{ sec}^{-1} \qquad \Delta t = 50 \times 10^{-6} \text{ sec}$$

Der differentielle Neutronenfluss bei 4 \AA^0 wurde mit der Annahme einer Maxwellverteilung mit einer wahrscheinlichen Temperatur von 100°K und für einen gesamten Fluss von $10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ zu $\Phi(\lambda = 41^\circ) = 1,3 \times 10^{14} \frac{\text{neut}}{\text{cm}^2 \text{ sec A}}$ berechnet.

Die Reflektivität R^λ für einen feststehenden Kristall in einem weissen Neutronenspektrum wurde nach den Formeln 3.13 und 6.15 in Ref. [6] für $\lambda = 4 \text{ \AA}^0$ zu $5,8 \times 10^{-3} \text{ \AA}^0$ abgeschätzt. Für die Quellfläche und die Fläche des Polarisator-kristalls wurden 25 cm , $F_1 = F_2 = 25 \text{ cm}^2$ angenommen, und für den Abstand $l_1 = 200 \text{ cm}$.

Der Raumwinkel $d\Omega_D$ wird durch die Grösse des LMN-Kristalls und seinen Abstand l_{2a} von der Probe bestimmt. Als Grösse für den Kristall werden die von Shapiro [13] angegebenen Abmessungen von $3,4 \times 4,2 \text{ cm}^2$ verwendet. Der Abstand l_{2a} wird mit 50 cm und die Detektorempfindlichkeit mit $0,2$ angenommen.

Mit diesen Werten ergibt sich

$$\gamma = 206 T_p \cdot dE_D \cdot Nd \frac{\text{neut}}{\text{sec}} \frac{\text{eV}}{\text{cm}^2}$$

Die Energiebreiten dE_D der Kanäle des Flugzeit-Analysators und die Länge l_2 des Flugweges nach der Probe werden für die Intensitätsabschätzung so gewählt, dass die Energieauflösung

$$\frac{dE}{E} = - 2 \frac{\Delta t}{t}$$

im interessierenden Energiebereich etwa 5% beträgt. Die parallele Durchlässigkeit T_p ist als Funktion der Energie in Fig.4 gegeben. Die Zahl der Impulse n /Kanal wurde mit diesen Werten für eine Messzeit von 10^5 sec und für den Wert 1 /RaumwinkelxEnergieeinheit des Produktes makroskopischer, zweifach differentieller Wirkungsquerschnitte berechnet (°)

E eV	γ'	T_p	n Impulse/Kanal in 10^5 sec
10^{-2}	0,10	0,027	270
$5 \cdot 10^{-2}$	0,52	0,11	5.700
10^{-1}	1,0	0,17	17.000

Das Ergebnis zeigt, dass der Neutronenfluss eines periodisch gepulsten Reaktors mit einer Leistung von 1 MW für Messungen mit einem Flugzeit-Neutronenpolarimeter ausreicht. (°°)

(°) Das Produkt $Nd \cdot d^2 \sigma / d\Omega dE$ wird z.B. für Methan schon für eine Dicke von etwa $1,6 \times 10^{-2}$ mm gleich 1. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt von Methan hat Höchstwerte im Bereich von 300 b/Raumwinkel eV.

(°°) Durch Verwenden eines LMN-Kristalls mit einer Dicke von 1,2 cm kann die Zahl der Impulse/Kanal bei gleichbleibender Messzeit etwa um den Faktor 2 auf Kosten der Polarisations-trennschärfe erhöht werden. Eine noch höhere Intensität am Detektor kann erreicht werden, wenn polarisierende Neutronenleiter als Polarisationsfilter verwendet werden können, da die Transmission grösser ist.

Literatur

1. P.A.EGELSTAFF, Thermal Neutron Scattering
Academic Press London and New York, 1965
R.M.BRUGGER, Mechanical and Time-of-Flight Techniques, S.54
P.K.IYENGAR, Crystal Diffraction Techniques, S.98
2. R.MISENTA, Europäische Atomgemeinschaft, Bericht 3291 (1967)
3. Ref. 1, Seite 113
4. R.NATHANS, C.G.SHULL, G.SHIRANE, A. ANDRESEN
J. Phys.Chem.Solids, 10, 138 (1959)
5. H.RAUCH, Z.f.Physik 197, 373 (1966)
6. I.I.RABI, J.R.ZACHARIAS, S.MILIMANN, P.KUSCH,
Phys.Rev., 53, 318 (1936)
7. L.W.ALVAREZ, F.BLOCH, Phys.Rev., 57, 111 (1940)
8. H.B.MØLLER, L.PASELLI, F.STECHER-RASMUSSEN,
Reactor Sci.and Techn. 17,227 (1963)
- 9a. M.BURGY, D.J. HUGHES, J.R.WALLACE, R.B.HELLER, W.E.WOLF
Phys.Rev.80, 953 (1951)
- 9b. W.E.MEYERHOF, D.B.NICODEMUS, Phys.Rev. 82, 5, (1951)
10. C.P.STANFORD, T.E.STEPHENSON, L.W.COCHRAN, S.BERNSTEIN
Phys.Rev. 94, 374 (1953)
11. C.D.JEFFRIES, Dynamic Nuclear Orientation
Interscience Publishers, New York
12. A.ABRAGAM und M.BORGHINI, Progress in Low Temperature Physics,
Vol.4, North Holland Publishing Company,
Amsterdam 1966, S.223
13. F.L.SHAPIRO, Nuclear Structure Study with Neutrons, S.223
North Holland Publ.Comp.Co., Amsterdam 1966
14. G.CAGLIOTI und F.POMPA, Il Nuovo Cimento,
Serie X,46, 248 (1966)

15. G.DOLLING and A.B.B.WOODS, Thermal Vibrations of Crystal
Lattices,
in P.A. Egelstaff: Thermal Neutron Scattering
S.231
16. H.MAJFER-LEIBNITZ, zitiert in W.KLEY
Z.f.Naturforschung 21a, 1770 (1966)
17. J.SCHWINGER, I.I.RABI, Phys.Rev., 51, 1003 (1937)
18. G.CAGLIOTI, E.de AGOSTINO, F.MARSILI, A. PAOLETTI,
U.PELLEGRINI, F.P.RICCI,
Nuovo Cimento, Supplemento 1 al Vol.23
17 (1962)
19. G.E.BACON, Neutron Deffraction
Clarendon Press, Oxford 1962, S.163
20. G.CAGLIOTI, D.TOCHETTI,
Nucl.instr.meth.32, 181 (1965)
21. V.RAIEVSKI, W.KLEY, R.HAAS, J.LARRIMORE, T.ASAOKA,
K.GIEGERICH, R.MISENTA, J.RANGLES, G.RICCOBONO, H.RIEF,
F.SCIUTO, W.WUNDT, G.TAVERNIER, J.Van DIEVOET, J.Van MIGROET,
H.HILDENBRAND, H.R.SCHWARZ,
in "Pulsed Neutron Research", Seite 553
IAEA Vienna (1965)

Verzeichnis der Abbildungen

- Fig.1 Prinzip eines Dreiachsen-Polarisationsspektrometers in paralleler Polarisator-Analysator-Anordnung
A) mit Polarisator und Analysatorsystem,
B) mit Polarisatorsystem und Analysator.
- Fig.2A Der relative mittlere Fehler der kohärenten und inkohärenten Intensität als Funktion des Verhältnisses der kohärent gestreuten Intensität zur gesamten Streuintensität für ein Polarisationspektrometer (p) mit paralleler Polarisator-Analysatoranordnung (ap) mit antiparalleler Polarisator-Analysatoranordnung und
(i) für ein ideales Polarisationspektrometer mit statistischen Fehlern in der parallelen und antiparallelen Intensität von $\pm 1\%$,
- Fig.2B Wie Fig.2A, nur für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von $\pm 5\%$.
- Fig.3 Prinzip eines Flugzeit-Polarisationsspektrometers an einem periodisch gepulsten Reaktor.
- Fig.4 Die parallele Transmission T_p und der Gütefaktor g von LMN-Kristallen der Dicke 1,2 und 1,8 cm für eine Protonenpolarisation von 0,5 als Funktion der Neutronenenergie.
- Fig.5 Die Faktoren F_0, F_s, F_{so}, F_{sm} als Funktion der Neutronenenergie, berechnet für ein Flugzeit-Polarisationsspektrometer mit einem LMN-Kristall der Dicke 1,2 (---) oder 1,8 (---) cm und einer Protonenpolarisation von 0,5 als Analysator und einem Polarisatorsystem mit den Wirksamkeiten $P = f = 0,98$.
- Fig.6A Der relative mittlere Fehler der kohärenten Intensität als Funktion der Neutronenenergie für die relativen kohärenten Intensitäten $i_{koh}^* = 0,1$ und $0,5$ für ein Flugzeit-Polarisationsspektrometer mit einem LMN-Kristall der Dicke 1,8 cm als Analysator und für ein ideales Polarisationspektrometer.
- Fig.6B Der relative Fehler der inkohärenten Intensität als Funktion der Neutronenenergie für die relativen inkohärenten Intensitäten $i_{ink}^* = 0,20$ und $0,50$. Für die relative inkohärente Intensität $i_{ink}^* = 0,20$ ist der Fehler für die parallele (p) und die antiparallele (ap) Polarisator-Analysator-Anordnung gezeigt. Übrige Angaben wie in Fig.6A

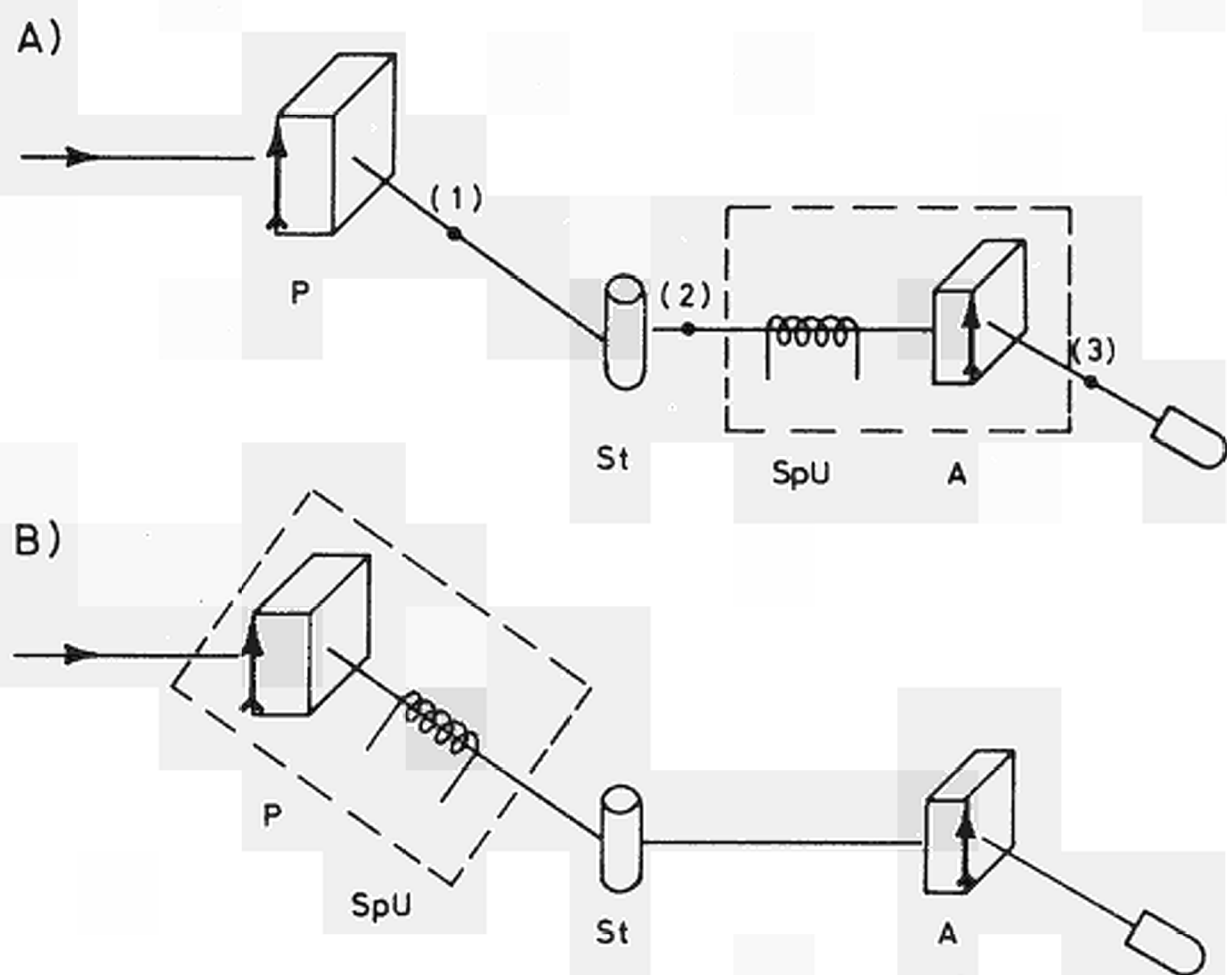


Fig. 1 Prinzip eines Dreiachsen-Polarisationspektrometers in paralleler Polarisator-Analysatoranordnung

(A) mit Polarisator und Analysatorsystem

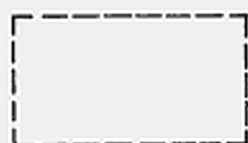
(B) mit Polarisatorsystem und Analysator

P Polarisator

St Streuer

A Analysator

SpU Spinumkehrvorrichtung



Analysator- bzw. Polarisatorsystem

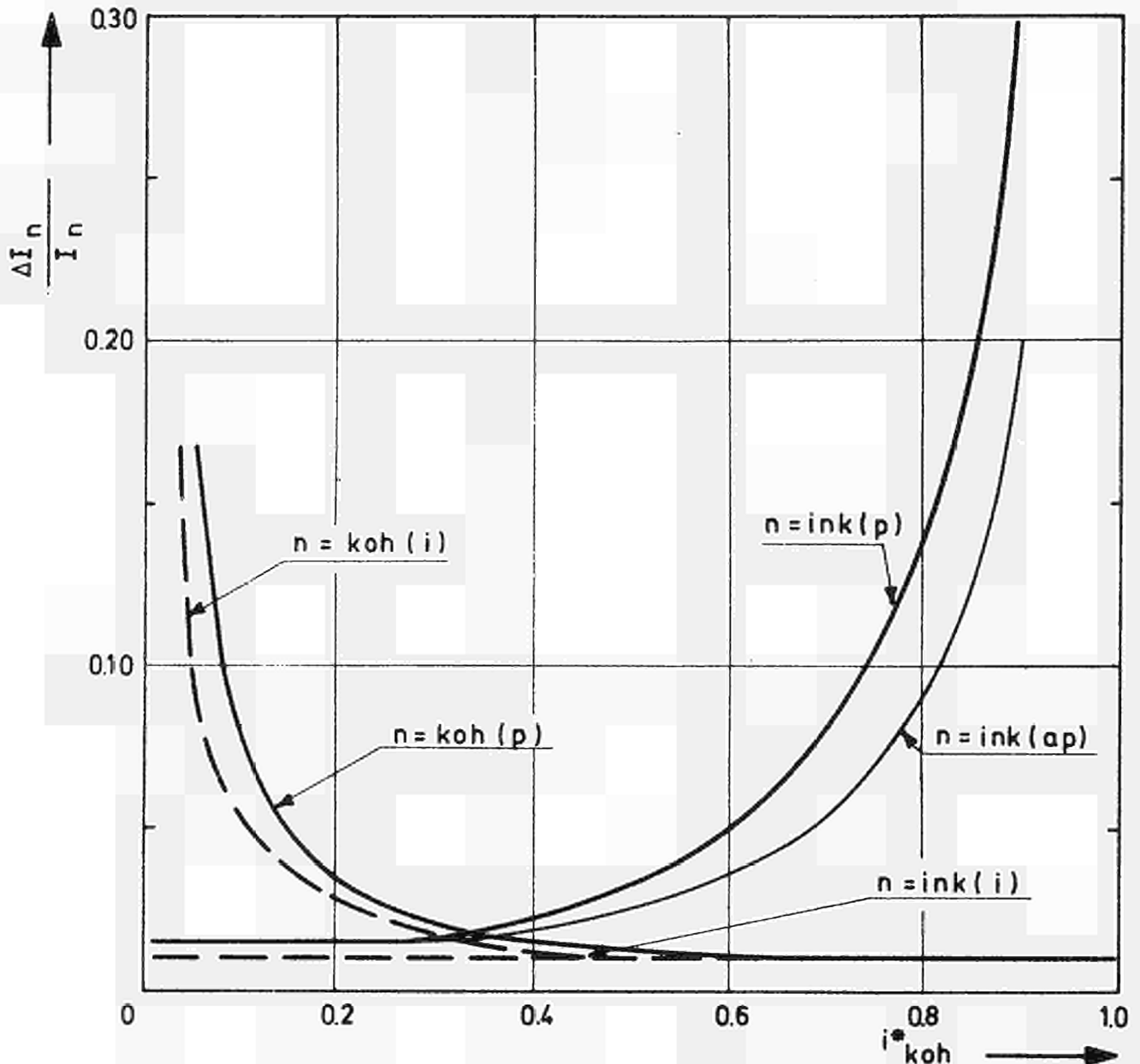


Fig. 2A Der relative mittlere Fehler der kohärenten und inkohärenten Intensität als Funktion des Verhältnisses der kohärent gestreuten Intensität zur gesamten Streuintensität für ein Polarisationspektrometer

- (p) mit paralleler Polarisator-Analysatoranordnung
- (ap) mit antiparalleler Polarisator-Analysatoranordnung und
- (i) für ein ideales Polarisationspektrometer mit statistischen Fehlern in der parallelen und antiparallelen Intensität von $\pm 1\%$
 $\Delta I_p / I_p = \Delta I_a / I_a = \pm 0,01$

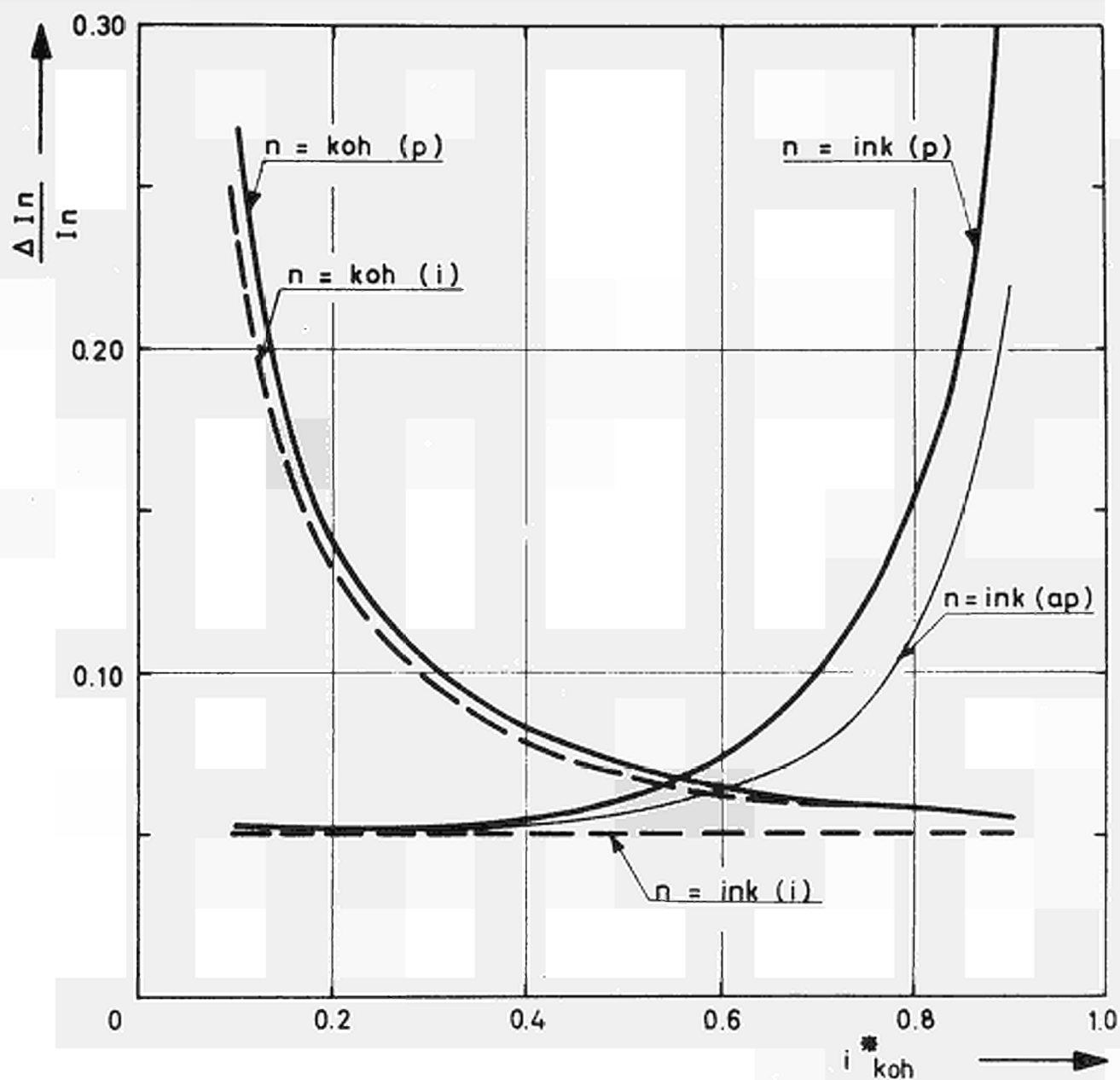


Fig. 2B Wie Fig. 2A, nur für statistische Fehler in der parallelen und antiparallelen Intensität von $\pm 5\%$,
 $\frac{\Delta I_p}{I_p} = \frac{\Delta I_a}{I_a} = \pm 0,05$

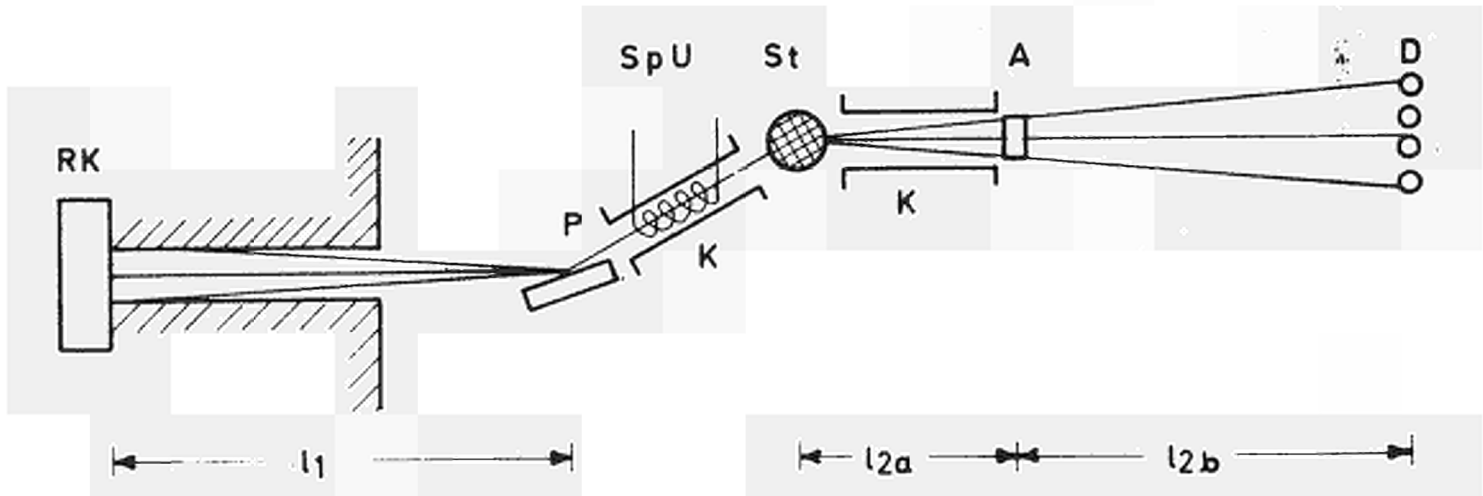


Fig. 3 Prinzip eines Flugzeit-Polarisationspektrometers an einem periodisch gepulsten Reaktor.

RK	Reaktorkern	St	Streuer	Flugwege
P	Polarisator-kristall	A	Analysator (LiN-Kristall)	l_1 Reaktorkern- Polarisator
K	Kollimatoren mit magnetischen Führungsfeld	D	Detektor	l_{2a} Streuer-Analy- sator
SpU	Spinumkehrvorrichtung			l_{2b} Analysator-De- tektor

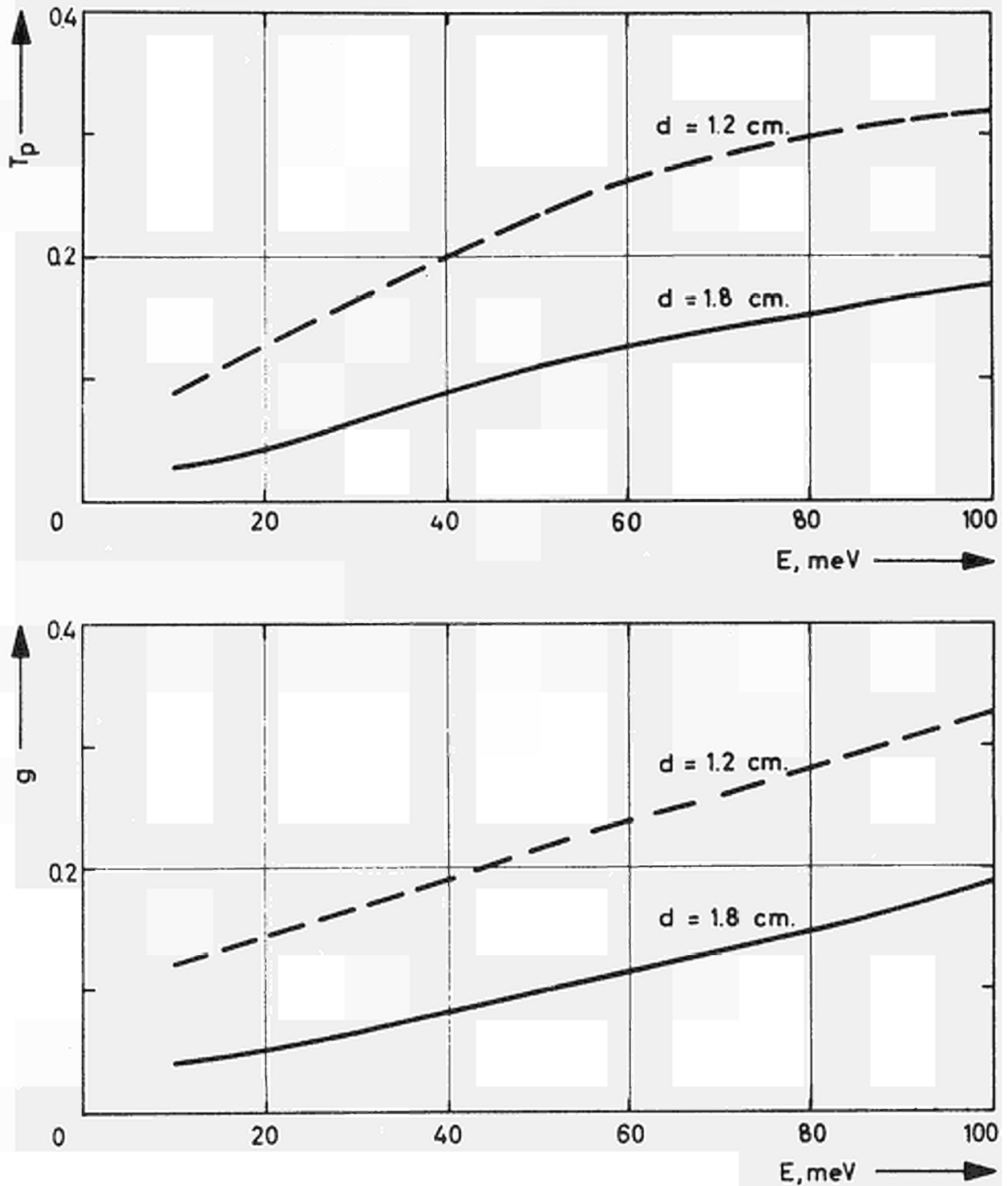


Fig. 4 Die parallele Transmission T_p und der Gütefaktor g von LFN-Kristallen der Dicke 1,2 und 1,8 cm für eine Protonenpolarisation von 0,5 als Funktion der Neutronenenergie

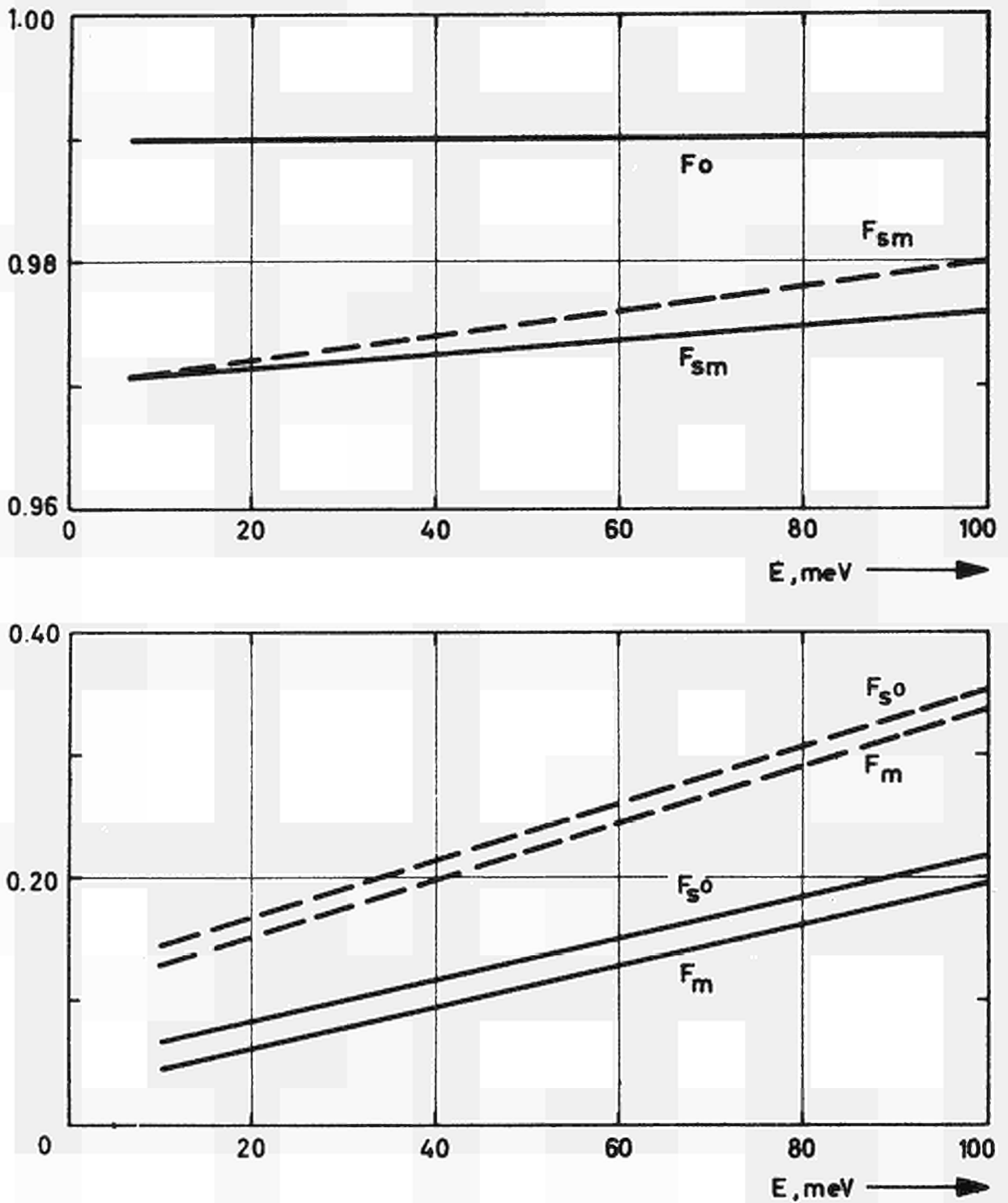


Fig. 5 Die Faktoren F_0 , F_s , F_{so} , F_{sm} als Funktion der Neutronenenergie, berechnet für ein Polarisationspektrometer mit einem LMN-Kristall der Dicke 1,2 (---) oder 1,8 (—) cm und einer Protonenpolarisation von 0,5 als Analysator und einem Polarisatorsystem mit den Wirksamkeiten $P = f = 0,98$

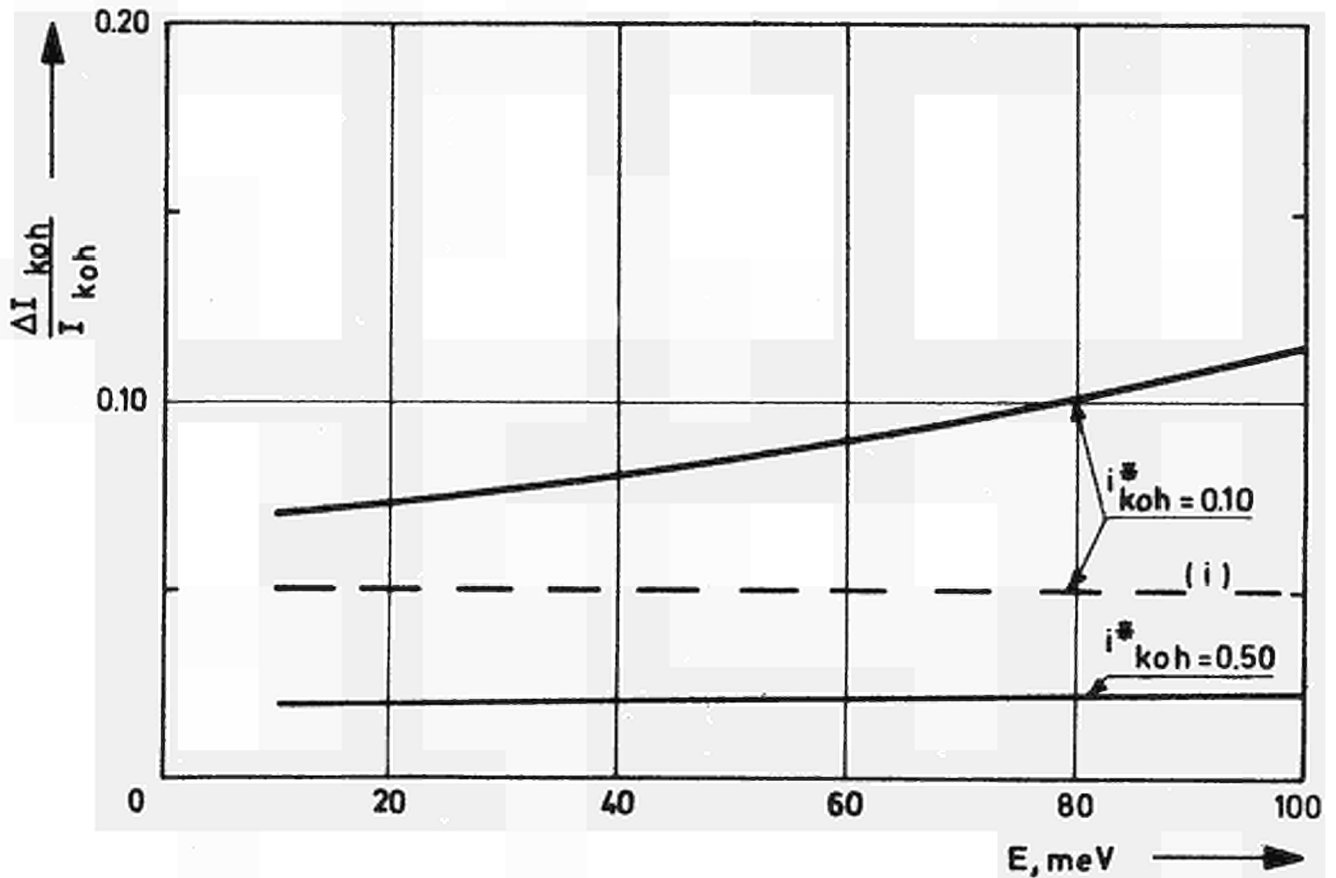


Fig. 6A Der relative mittlere Fehler der kohärenten Intensität als Funktion der Neutronenenergie für die relativen kohärenten Intensitäten $i_{\text{koh}}^* = 0,1$ und $0,5$ für ein Flugzeit-Polarisationsspektrometer mit einem LMN-Kristall der Dicke $1,8$ cm als Analysator und für ein ideales Polarisationsspektrometer (i).

Die relativen statistischen Fehler sind mit $\pm 1\%$ angenommen, $\frac{\Delta I_p}{I_p} = \frac{\Delta I_a}{I_a} = \pm 0,01$.

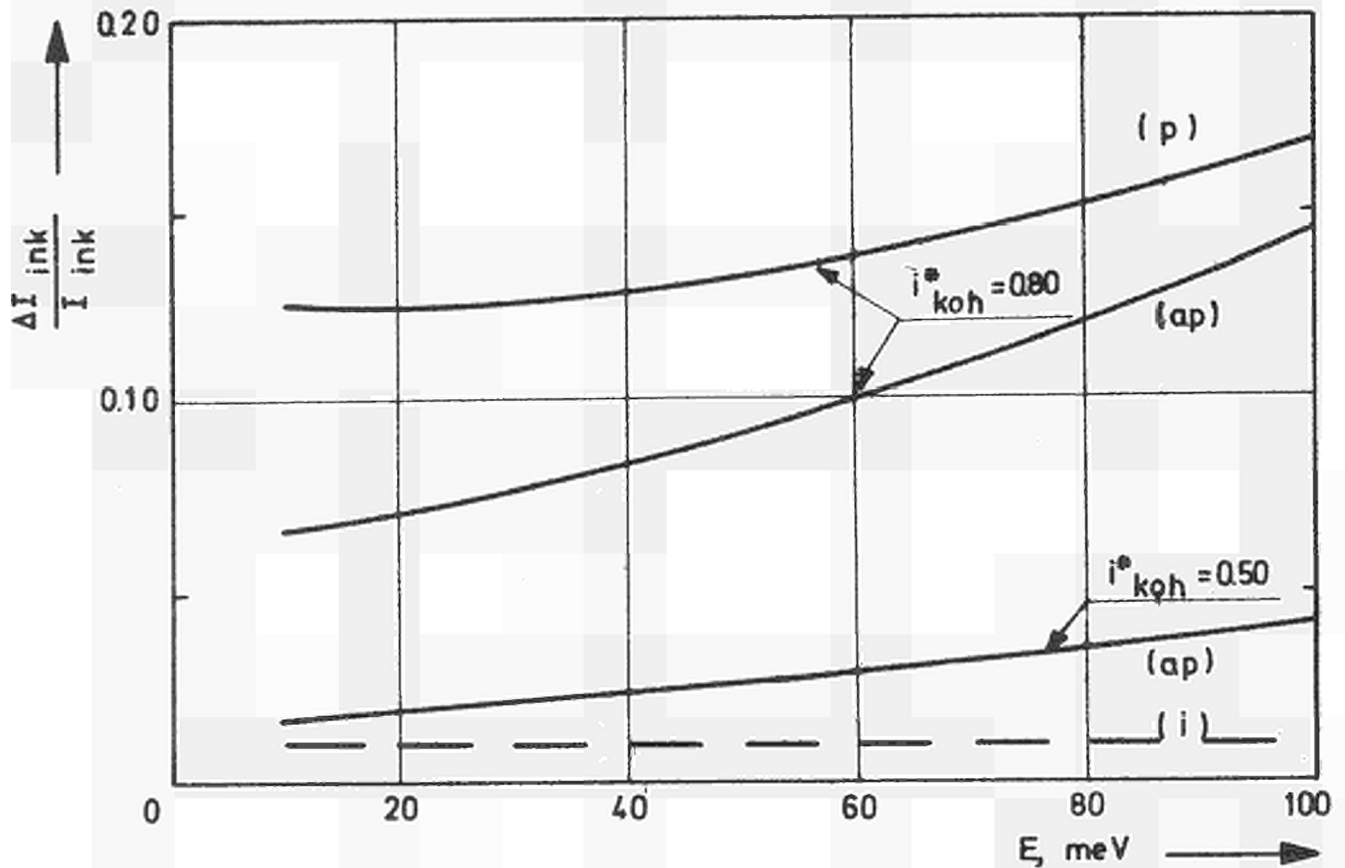


Fig. 6B Der relative Fehler der inkohärenten Intensität als Funktion der Neutronenenergie für die relativen inkohärenten Intensitäten $i_{\text{ink}}^* = 0,20$ und $0,50$. Für die relative inkohärente Intensität $i_{\text{ink}}^* = 0,20$ ist der Fehler für die parallele (p) und die antiparallele (ap) Polarisator-Analysator-Anordnung gezeigt. Ubrige Angaben wie in Fig. 6A.

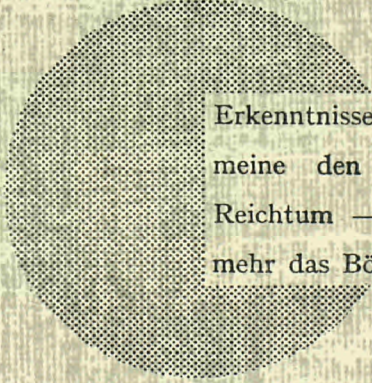
AN UNSERE LESER

Alle Euratom-Berichte werden nach Erscheinen in der von der Zentralstelle für Information und Dokumentation (CID) herausgegebenen Monatszeitschrift **EURATOM INFORMATION** angezeigt. Abonnements (1 Jahr : DM 60) und Probehefte sind erhältlich bei :

Handelsblatt GmbH
"Euratom Information"
Postfach 1102
D-4 Düsseldorf (Deutschland)

oder

Office central de vente des publications
des Communautés européennes
2, Place de Metz
Luxembourg



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

VERTRIEBSSTELLEN

Alle Euratom-Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich (bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagsseite jedes Bericht stehen, deutlich angeben).

OFFICE CENTRAL DE VENTE DES PUBLICATIONS DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

2, place de Metz, Luxembourg (Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE
40-42, rue de Louvain - Bruxelles
BELGISCH STAATSBLAD
Leuvenseweg 40-42, - Brussel

LUXEMBOURG

OFFICE CENTRAL DE VENTE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
9, rue Goethe - Luxembourg

DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER
Postfach - Köln 1

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
26, rue Desaix - Paris 15^e

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - Roma

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONERY OFFICE
P. O. Box 569 - London S.E.1

EURATOM — C.I.D.
51-53, rue Belliard
Bruxelles (Belgique)

CDNA03910DEC