



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

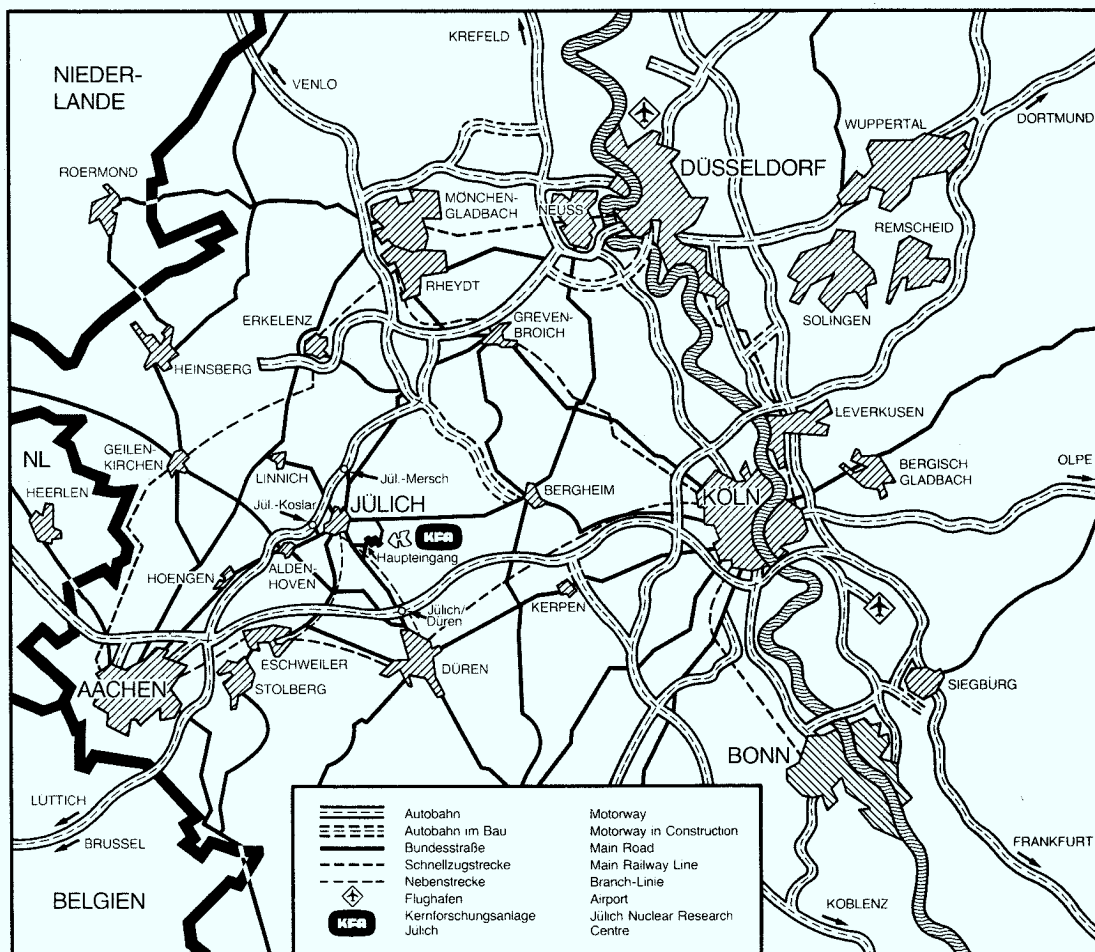
Institut für Festkörperforschung

**Elektronische und magnetische Struktur
von Fe und Co Schichten im
Monolagenbereich mittels
spinpolarisierter Photoemission
mit Undulatorstrahlung**

von

Wolfram Heinen

**Jül – 2283
Juni 1989
ISSN 0366-0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2283

Institut für Festkörperforschung Jül – 2283

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Elektronische und magnetische Struktur
von Fe und Co Schichten im
Monolagenbereich mittels
spinpolarisierter Photoemission
mit Undulatorstrahlung**

von

Wolfram Heinen

D 38 (Diss. Uni. Köln)

Abstract

A complex multipol-magnet structure (undulator/wiggler) has been built and characterized as a new synchrotron radiation source for the electron storage ring BESSY in Berlin. Optimization of the magnet structure and a first optical characterization of the radiation properties of this novel light source including beamline have been presented. The photon flux reaches up to 10^{14} photons per second and Ampere ring current over a spectral range from 20 to 500 eV with as well drastically increased brightness and exceeds the radiation power of the BESSY dipol-magnets by approximately two orders of magnitude.

As a second important result, the spin-split electronic band structure of a ferromagnetic monolayer of Fe and Co on Au(001) has been measured directly for the first time, using spin-, energy-, and angle-resolved photoemission spectroscopy. The spectra differ clearly from those of thicker layers because of a 3d-band narrowing and show no dispersion with $k_{\perp}$ in agreement with the two-dimensionality of monolayer films. In general agreement with theoretical predictions, a slight dispersion with $k_{\parallel}$ is observed, whereas the measured exchange splitting of 2.3 eV is about 0.6 eV smaller than predicted.

Zusammenfassung

Eine komplexe Multipol-Magnetstruktur (Undulator/Wiggler) wurde als neue Synchrotron-Strahlungsquelle für den Berliner Elektronenspeicherring BESSY aufgebaut und charakterisiert. Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit war die Optimierung der Magnetstruktur und eine erste optische Charakterisierung der Strahlungseigenschaften der neuen Lichtquelle samt Strahlrohrsystem.

Der Photonenfluß beträgt bis zu 10^{14} Photonen pro Stunde und Ampere Ringstrom über einen Spektralbereich von 20-500 eV bei ebenfalls erheblich gesteigerter Leuchtdichte, und übertrifft damit die Strahlungsleistung der BESSY-Dipolmagnete um etwa zwei Größenordnungen.

Als zweites wichtiges Ergebnis konnte erstmals die spinaufgespaltene elektronische Bandstruktur einer ferromagnetischen Monolage von Fe und Co auf Au(100) mittels spin-, energie- und winkelaufgelöster Photoemissionsspektroskopie direkt gemessen werden. Die Spektren unterscheiden sich von denen dickerer Schichten, da die 3d-Bänder schmaler sind und im Einklang mit der Zweidimensionalität einer Monolage keine Dispersion mit $k_{\perp}$ aufweisen. In genereller Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen wird eine leichte Dispersion mit $k_{\parallel}$ gefunden, während die Austauschspaltung mit 2.3 eV um etwa 0.6 eV kleiner ist als theoretisch erwartet.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Aufbau und Charakterisierung eines Undulators	4
1.	Der Undulator/Wiggler als Vakuum-Ultraviolett Lichtquelle	4
2.	Design des BESSY-Undulators	15
3.	Das Magnetmaterial	19
4.	Die Magnetstruktur	25
4.1	Sortierüberlegungen	25
4.2	Feldmessungen	32
5.	Strahlungscharakteristik des BESSY-Undulators	42
5.1	Das TGM 5-Strahlrohr	42
5.2	Strahlungseigenschaften des BESSY-Undulators	46
5.2.1	Der spektrale Photonenfluß am TGM 5	47
5.2.2	Winkelabhängigkeit der Undulatorstrahlung	51
5.2.3	K-Abhängigkeit	57
5.2.4	Vergleich mit berechneten Spektren	59
III.	Spinpolarisierte Photoemission aus ultradünnen 3d Metallschichten	64
1.	Grundlagen der spin-, energie- und winkelaufgelö- sten Photoemissionsspektroskopie	65
2.	Apparative Aspekte	71
2.1	Experimentaufbau	71
2.2	Messung der Spinpolarisation	73
3.	Herstellung und Charakterisierung ultradünner ferromagnetischer Schichten	76
3.1	Fe/Au(001)	78
3.2	Co/Au(001)	81
3.3	Fe/Nb(110)	82

4.	Ergebnisse der Photoemissionsspektroskopie	85
4.1	Das System Fe/Nb(110)	85
4.2	Monolagen von Fe und Co auf Au(001)	90
4.2.1	Die elektronische Struktur des Au(001)-Substrats	90
4.2.2	Die Grenzflächen Fe/Au und Co/Au	93
4.3	Diskussion der Photoemissionsresultate	96
4.3.1	Magnetismus und elektronische Struktur von Monolagenfilmen	96
4.3.2	Übergang von der dreidimensionalen zur zweidimensionalen elektronischen Struktur	98
4.3.3	Interpretation und Vergleich mit theoretischen Ergebnissen	102
IV.	Zusammenfassung	109
	Anhang A: Einfluß von Feldfehlern auf die Elektronentrajektorie (Hard-edge-Modell)	111
	Literaturverzeichnis	113
	Danksagung	122

I. Einleitung

Ultradünne, magnetisch ordnende Schichten von wenigen Atomlagen Dicke stellen in jüngster Zeit ein sehr aktuelles Forschungsgebiet der Festkörperphysik dar. Dabei ist das Interesse von seiten der Anwendung wie von der Grundlagenforschung her gleichermaßen groß.

Für die technologische Anwendung eröffnen sich neue Perspektiven in der Mikrostrukturierung und auf dem Weg zu besseren magnetischen Speichermedien mit höherer Schreibdichte. Letzteres wird noch durch das Auftreten senkrechter magnetischer Anisotropie in ultradünnen Filmen von Fe/Ag(001) /1/ und Fe/Cu(001) /2/ unterstrichen, da die senkrechte Aufzeichnung (perpendicular recording) höhere Schreibdichten ermöglicht. Langfristig ergibt sich aufgrund der theoretischen Voraussagen erhöhter magnetischer Momente an der Oberfläche wie in Monolagenfilmen /3/, /4/ die Möglichkeit, mit Hilfe von Vielschichtsystemen neuartige Festkörper mit verbesserten magnetischen Eigenschaften herzustellen.

Vom theoretischen Standpunkt her war die Situation lange Zeit durch das Theorem von Mermin und Wagner /5/ beherrscht, nach dem in isotropen zweidimensionalen Systemen keine langreichweitige Ordnung existiert. Jedoch reicht bereits eine sehr kleine Anisotropie aus, um langreichweitige Ordnung zuzulassen /6/. Neuere theoretische Berechnungen von Fu et al. /7/ und Richter et al. /4/ ergeben ferromagnetisch geordnete Monolagen für einige 3d-Übergangsmetalle sowie eine wesentliche Erhöhung des magnetischen Moments pro Atom. Im Rahmen der Stoner-Theorie des Bandferromagnetismus führt die reduzierte Koordination für Oberflächenatome dazu, daß das 3d-Band schmaler wird (band-narrowing) und die Zustandsdichte an der Fermienergie sich somit ändert. Kürzlich haben Blügel und Dederichs /92/ darüber hinaus gezeigt, daß für praktisch alle 3d-Monolagen auf Ag(001) und Pd(001) immer sowohl eine ferromagnetische als auch eine antiferromagnetische Struktur stabil sein können. Obwohl die Rechnungen für beide Substrate sehr ähnliche Ergebnisse liefern, so ist die Wechselwirkung mit dem Substrat doch wesentlich. Von Gay und Richter /8/ wird für freitragende Fe-Monolagenfilme weiterhin eine

magnetische Anisotropie senkrecht zur Schichtebene vorhergesagt, während sie für Co-Filme in der Ebene liegen soll.

Seitdem man in der Lage ist, unter Ultrahochvakuum-Bedingungen ($p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ mbar) auf geeigneten Substraten epitaktische Schichten aufzudampfen, die nahezu perfektes Lagenwachstum zeigen, hat sich auch der experimentelle Zugang zu diesem interessanten Forschungsgebiet eröffnet. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Systeme Fe/Au(001), Co/Au(001) und Fe/Nb(110) näher untersucht. Wir werden sehen, daß bei Raumtemperatur geordnete, epitaktische Schichten mit scharfen Grenzflächen entstehen, die als Modellsysteme für zweidimensionalen Ferromagnetismus betrachtet werden können.

Ihre elektronischen und magnetischen Eigenschaften lassen sich in hervorragender Weise mit spin-, energie- und winkelaufgelöster Photoemissionspektroskopie unter Verwendung von Synchrotronstrahlung untersuchen. Die Spinpolarisation der emittierten Photoelektronen ist dabei direkt proportional zur Magnetisierung der Probe. Verwendet man Synchrotronstrahlung im Bereich von etwa 20 bis 100 eV, so erhält man aufgrund der geringen Austrittstiefe der Photoelektronen /9/ im wesentlichen Informationen aus den ersten Atomlagen an der Oberfläche. Auf diese Weise kann das Einsetzen langreichweitiger ferromagnetischer Ordnung auch in ultradünnen Schichten beobachtet werden. Zugleich ermöglicht die energie- und winkelabhängige Messung der Photoelektronen die Bestimmung der spinabhängigen elektronischen Struktur von Monolagenfilmen, die - nach den theoretischen Vorhersagen - ja wesentlich verschieden sein soll von der in dreidimensionalen Systemen.

Das photoelektrische Signal einer Monolage und speziell die Spinpolarisation sind recht klein. Zu letzterem tragen neben der reduzierten Curietemperatur im Monolagenbereich auch (siehe z. B. /10/) die überlagerte Emission aus dem unpolarisierten Substrat bei. Daher erfordert die spinpolarisierte Photoemission an Monolagenfilmen eine

optimierte Apparatur und insbesondere sehr hohe Photonenflüsse. Andernfalls müßten extrem lange Meßzeiten in Kauf genommen werden, in denen die apparativen Bedingungen konstant gehalten werden müssen und die Proben nicht z. B. durch adsorbierte Restgase kontaminieren dürfen.

Diesen Anforderungen konnte durch die Entwicklung und den Bau einer neuartigen Generation von Synchrotronstrahlungsquellen, den Wiggeln und Undulatoren, Rechnung getragen werden. Diese zeichnen sich durch erheblich höhere Photonenflüsse und Brillianz gegenüber den bisher benutzten Dipolmagneten aus.

In einer Zusammenarbeit des Instituts Elektronische Eigenschaften mit der Berliner Speicherringgesellschaft für Synchrotronstrahlung wurde für den 800 MeV Speicherring BESSY daher ein solcher Undulator konzipiert und aufgebaut [11, 12]. Wegen der geringen Emittanz des BESSY-Rings (ca. $8 \times 10^{-9} \pi$ mrad), d. h. der extrem kleinen natürlichen Ausdehnung und Winkeldivergenz des Elektronenstrahls, ist der Speicherring sehr empfindlich gegen jede Störung der Elektronenbahn. Es waren daher hohe Anforderungen an die mechanische Fertigung und die magnetischen Feldeigenschaften zu stellen.

Aufbau und Test einer solchen neuartigen Lichtquelle für Synchrotronstrahlung werden im ersten Teil dieser Arbeit beschrieben. Der zweite Teil befaßt sich mit den ersten Untersuchungen der spinabhängigen elektronischen Bandstruktur ferromagnetischer Monolagensysteme.

II. Aufbau und Charakterisierung eines Undulators

1. Der Undulator/Wiggler als Vakuum-Ultraviolett Lichtquelle

Die Undulatoren und Wiggler stellen eine neue Generation von Synchrotronstrahlungsquellen dar. Sie zeichnen sich durch höheren Photonenfluß und erheblich gesteigerte Leuchtdichte (engl. brilliance) gegenüber den konventionellen Dipolmagneten aus. Letztere kann bis zu einem Faktor N^2 (N = Periodenanzahl des Undulators) größer sein (s. Abb. II.1).

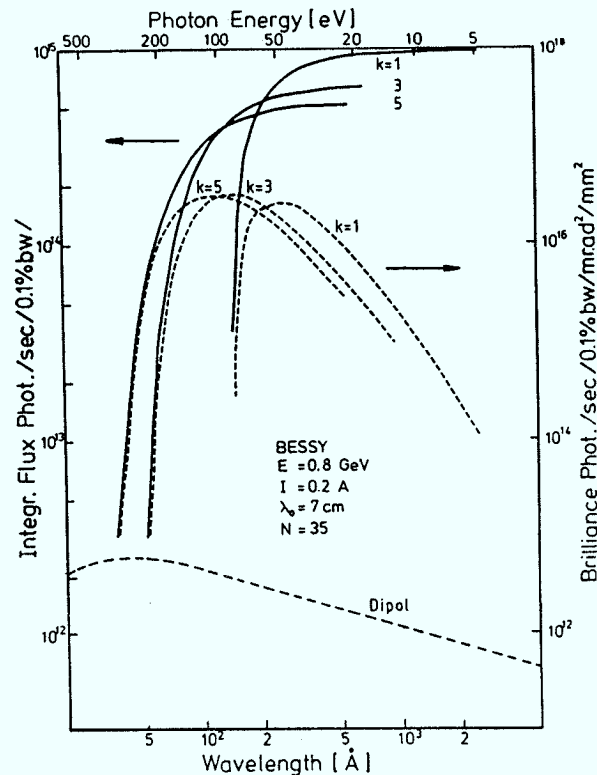


Abb. II.1: Photonenfluß (durchgezogene Linie) und Brillanz (gestrichelt) des BESSY-Undulators. Zum Vergleich ist die Brillanz für einen Dipolmagneten unter den gleichen Bedingungen eingezeichnet (nach /12/).

Im folgenden soll zunächst eine Einführung in die Theorie des Undulators gegeben werden, um seine Funktionsweise und besonderen Strahlungseigenschaften zu verstehen. Dazu beginnen wir mit einem kurzen Blick auf die Synchrotronstrahlung aus Dipolmagneten.

Generell entsteht Synchrotronstrahlung bei der Beschleunigung geladener Teilchen, die sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegen. Nachdem das Auftreten dieser Strahlung in Teilchenbeschleunigern bereits theoretisch vorhergesagt war /13/, wurde sie 1947 erstmals in einem 70 MeV Elektronensynchrotron der Firma General Electric tatsächlich beobachtet /14/.

In den heute üblichen speziellen Synchrotronstrahlungsquellen (Speicherringen) werden zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung i. a. Elektronen benutzt, die mit Hilfe magnetischer Dipolfelder auf eine geschlossene Bahn gebracht werden.

Dabei erfahren die Elektronen im magnetischen Dipolfeld eine Zentripetalbeschleunigung, die zur Emission eines sehr intensiven und breiten Spektrums elektromagnetischer Strahlung führt (Abb. II.1).

Die theoretische Beschreibung kann auf klassischer Basis über die Lienard-Wiechert Potentiale erfolgen. Mit ihrer Hilfe läßt sich die Grundgleichung für die von einem relativistischen geladenen Teilchen abgestrahlte Leistung je Energie- und Raumwinkelintervall ableiten. Sie lautet:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}] / (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}) \cdot \exp(i\omega(t - \vec{n} \cdot \vec{r}/c)) dt \right|^2$$

$$\left[\frac{\text{Photonen}}{\text{sec.} \cdot \text{Raumwinkel} \cdot \text{Frequenzintervall}} \right] \quad (1)$$

Hierbei ist e die Elementarladung, c die Lichtgeschwindigkeit, $\vec{n}$ der Richtungsvektor auf den Beobachter hin, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ die auf

Lichtgeschwindigkeit normierte Elektronengeschwindigkeit, $\dot{\vec{r}}$ deren zeitliche Ableitung und $\vec{r}(t)$ die Bahnkurve des Elektrons.

Am Auftreten von $\dot{\vec{r}}$ erkennt man sofort, daß nur eine beschleunigte Ladung strahlt.

Obige Gleichung ist bereits eine Fernfeldnäherung, d. h. sie gilt nur, wenn die Differenz zwischen dem Abstand des Beobachterstandpunkts zum Anfangs- bzw. Endpunkt der Wegstrecke, die das Teilchen innerhalb der für den Emissionsprozeß charakteristischen Zeit zurücklegt, klein ist gegen die betrachtete Lichtwellenlänge. In den meisten Fällen ist diese Bedingung erfüllt (so auch im Falle des BESSY-Undulators).

Für eine exakte Ableitung von Gleichung (II.1) wird auf Ref. /15/ und /16/ verwiesen. Bei der folgenden Darstellung machen wir generell von diesen beiden Arbeiten Gebrauch.

Wegen der relativistischen Bewegung ($\beta \approx 1$) des Teilchens ist die Strahlungskeule stark in Vorwärtsrichtung verzerrt. Ihr Öffnungswinkel beträgt nur etwa $1/\gamma$, wobei

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E/m_0 c^2 = 1957 \cdot E \text{ (GeV)} \quad (2)$$

die kinetische Energie des Teilchens in Einheiten der Ruhemasse ist.

Ein Undulator ist eine periodische Magnetstruktur, bei der das magnetische Feld auf der Achse in guter Näherung sinusförmig ist:

$$B_z(s) = B_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi s}{\lambda_0}\right) \quad (3)$$

Hierbei ist λ_0 die Undulatorwellenlänge und B_0 das Maximalfeld auf der Achse. Abb. II.2 zeigt ein Prinzipbild der Magnetanordnung. Ein solches Feld führt zu einer sinusförmigen Teilchentrajektorie in der x-s-Ebene:

$$x(s) = a \cdot \sin \frac{2\pi s}{\lambda_0}$$

$$\text{mit } a = \frac{e B_0}{m_0 c \gamma} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)^2 \quad (4)$$

Die Amplitude a des Teilchens hängt dabei von der magnetischen Feldstärke auf der Strahlachse ab und beträgt i.a. etwa 10 - 100 μm .

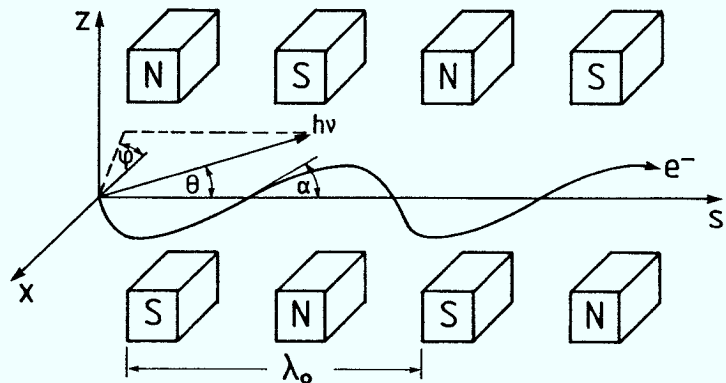


Abb. II.2: Prinzip der Strahlungsemission aus einer Multipolmagnetstruktur.

Der Ablenkwinkel des Elektrons aus der Vorwärtsrichtung ist gegeben als

$$\frac{dx}{ds} = \alpha_0 \cdot \cos \frac{2\pi s}{\lambda_0} \quad (5)$$

$$\text{mit } \alpha_0 = \frac{e B_0}{m_0 c \gamma} \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad .$$

Er ist typischerweise kleiner als 1 mrad.

Die Eigenschaften der Undulatorstrahlung werden qualitativ durch die Größe des maximalen Ablenkswinkels α_0 im Vergleich zum natürlichen Öffnungswinkel $1/\gamma$ der Synchrotronstrahlung bestimmt.

Man definiert deshalb den dimensionslosen sogenannten Undulatorparameter K als das Verhältnis von α_0 zu $1/\gamma$:

$$K = \gamma \alpha_0 = \frac{e \lambda_0 B_0}{2\pi mc^2 \beta} \approx 0.0934 \cdot \lambda_0 [\text{cm}] \cdot B_0 [\text{kG}] \quad (6)$$

Die transversale Geschwindigkeit des Elektrons in x-Richtung ändert sich entsprechend der Bahnkurve sinusförmig. Da die Geschwindigkeit des Elektrons $|\vec{v}| = \beta \cdot c$ konstant ist, führt die sinusförmige Oszillation zu einer Verringerung der Geschwindigkeit in der longitudinalen s-Richtung, d. h. $\dot{s}$ oszilliert um eine mittlere Geschwindigkeit $\overline{\beta c}$, die etwas kleiner ist als βc und näherungsweise durch

$$\overline{\beta c} = \beta \cdot c \left(1 - \left(\frac{\alpha}{4}\right)^2\right) \quad (7)$$

gegeben ist.

Führt man eine Lorentz-Transformation in ein mit der Geschwindigkeit $\overline{\beta c}$ mitbewegtes Koordinatensystem aus, so erhält man für das Elektron eine Bewegung in Form einer "8". Die "8" wird umso schlanker, je kleiner die transversale Auslenkung, d. h. je kleiner der K-Parameter ist.

Die grundlegenden Eigenschaften der Undulatorstrahlung lassen sich an den zwei in Abb. II.3 dargestellten Extremfällen verständlich machen:

1. Fall:

Der Fall $K \ll 1$ ist der reine Undulatorfall. Hierbei ist die s-Oszillation sehr klein und kann daher vernachlässigt werden, d.h. im

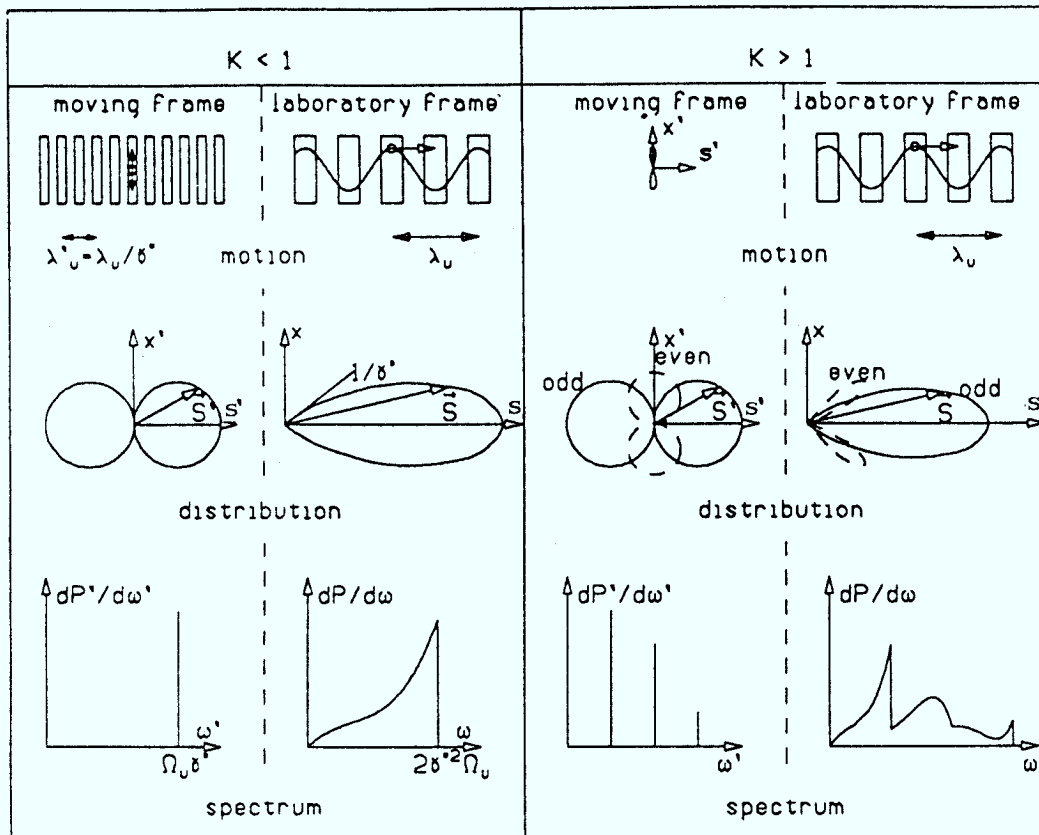


Abb. II.3: Prinzip-Darstellung der Undulatorstrahlung für schwaches ($K < 1$) und starkes ($K > 1$) Magnetfeld auf der Achse (nach /94/).

mitbewegten System verhält sich das Elektron wie ein transversal schwingender linearer harmonischer Oszillator. Die Magnetstruktur bewegt sich dabei in $-s$ -Richtung mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ auf das Elektron zu. Das Elektron sieht eine Lorentz-kontrahierte Periodenlänge

$$\lambda' = \lambda_0 / \gamma = \frac{\lambda_0}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (8)$$

und schwingt daher mit der Frequenz

$$\Omega' = \bar{\gamma} \Omega_0 = \bar{\gamma} \cdot \frac{2 \pi c}{\lambda_0} \quad (9)$$

Die emittierte Strahlung ist also die eines schwingenden Dipols, linear polarisiert und monochromatisch mit der Frequenz Ω' .

Im Laborsystem ergibt sich wegen der Dopplerverschiebung eine um den Faktor $\bar{\gamma}$ verschobene und vom Beobachtungswinkel θ abhängige Frequenz

$$\omega_1 = \frac{2 \bar{\gamma}^2 \Omega_0}{1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2}$$

$$\text{bzw. Wellenlänge: } \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{2 \bar{\gamma}^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (10)$$

Die Strahlungskeule ist wegen der relativistischen Geschwindigkeit der Elektronen extrem in Vorwärtsrichtung verzerrt. Sie hat in vertikaler Richtung den halben Öffnungswinkel $1/\gamma$, während er in horizontaler Richtung wegen der Oszillationsbewegung mit $1/\gamma \sqrt{1+K^2/2}$ abhängig vom K-Parameter ist. Dabei wird der kohärente Anteil der Undulatorstrahlung nur in einen Raumwinkel der Größenordnung $\sqrt{\lambda/L}$ (≈ 0.1 mrad) abgestrahlt, wobei L die Länge der Magnetstruktur ist (siehe Gl. II.19). Ein weiteres wichtiges Merkmal der Undulatorstrahlung ist also die Tatsache, daß die Leistung des Undulators in einen extrem kleinen Raumwinkel abgestrahlt wird. Das ist der Grund für den erheblichen Gewinn an Leuchtdichte gegenüber Dipolmagneten.

2. Fall:

Im Falle $K > 1$ spricht man auch von einem Multipolwiggler. Hierbei ist die s-Oszillation nicht mehr vernachlässigbar, so daß man zwei orthogonale Oszillatoren zu betrachten hat, wobei der in x-Richtung nur ungerade

Harmonische der Grundfrequenz ω_1 und der in s' -Richtung gerade Harmonische emittiert:

$$\lambda_k = \frac{1}{k} \cdot \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right) \quad (11)$$

k = Nummer der Harmonischen = 1, 2, 3, ...

Die Strahlung beider Dipoloszillatoren ist wiederum extrem vorwärts gerichtet. Da jedoch ein Dipol genau in seiner Bewegungsrichtung keine Leistung abstrahlt, findet man direkt auf der s -Achse keinen Beitrag der geraden Harmonischen.

Das Linienspektrum transformiert sich ins Laborsystem so, daß man wegen der Dopplerverschiebung für jede Linie eine steile hochenergetische Flanke und einen Ausläufer zu niedrigen Energien hin erhält (s. Abb. II.3).

Das Verhältnis der in die 1. Harmonische abgestrahlten Leistung zur Gesamtstrahlung hängt nur vom K -Parameter ab:

$$P_1/P_{\text{tot}} = 1/(1 + K^2/2)^2 \quad (12)$$

Man sieht also, daß bei kleineren K -Werten praktisch die gesamte Leistung in die 1. Harmonische abgestrahlt wird, während bei großen K -Werten der Anteil der 1. Harmonischen sehr klein werden kann.

Alferov et. al. /17/, /18/ leiteten unter der Annahme einer idealen sinusförmigen Bahnkurve des Elektrons aus Gl. (II.1) einen analytischen Ausdruck für das Strahlungsspektrum eines Undulators mit N Perioden ab.

Man erhält für die emittierte Intensität pro Raumwinkel $d\Omega$ und pro Einheitsfrequenzintervall in Polarkoordinaten:

$$\frac{d I (\omega)}{d \Omega} = \frac{e^2 \gamma^2 N^2}{c} \sum_{k=1}^{\infty} G_k (K, \gamma\theta, \phi) \cdot H_k (\omega/\omega_1) \quad (13)$$

$$\left[\frac{\text{Photonen}}{\text{sec} \cdot (\text{mrad})^2 \cdot 1 \% \text{ Bandbreite}} \right]$$

Dabei gibt der erste Ausdruck G_k die Intensität der k-ten Harmonischen als Funktion von K , $\gamma\theta$ und ϕ an und

$$H_k (\omega/\omega_1) = \frac{\sin^2 (N\pi (\omega/\omega_1 - k))}{[N\pi (\omega/\omega_1 - k)]^2} \quad (14)$$

ist die aus der Beugungstheorie bekannte Interferenzfunktion. Sie macht anschaulich deutlich, daß die Linienform durch kohärente Superposition der Emission aller $2N$ Magnetpole bestimmt wird. Für eine unendlich große Zahl von Magnetpolen wird

$$H_k (\omega/\omega_1) \longrightarrow \frac{\omega_1}{N} \delta(\omega - k\omega_1) \quad (15)$$

und man erhält unendlich scharfe Spektralpeaks. Die endliche Anzahl von Polen führt hingegen zu einer "homogenen" Linienverbreiterung

$$\frac{\Delta \lambda_k}{\lambda_k} \approx \frac{1}{k \cdot N} \quad (16)$$

Eine "inhomogene" Linienverbreiterung erhält man aufgrund der endlichen Winkelakzeptanz des Detektors bzw. der verwendeten Aperturblende. Wegen Gl. (II.11) wird nämlich unter einem kleinen Winkel $\Delta\theta$ gegenüber dem Zentralstrahl eine um

$$\Delta \lambda_k = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2 k} \gamma^2 \Delta\theta^2 \quad (17)$$

verschobene Wellenlänge beobachtet, die eine spektrale Verbreiterung des Zentralstrahls von

$$\frac{\Delta\lambda_k}{\lambda_k} = \frac{\gamma^2 \Delta\theta^2}{1 + K^2/2} \quad (18)$$

zur Folge hat.

Entsprechend obiger Gleichung läßt sich auch die homogene Verbreiterung (Gl. (II.16)) als eine "beugungsbegrenzte" natürliche Winkelbreite

$$\frac{1}{\gamma} \left(\frac{1 + K^2/2}{2 k N} \right)^{1/2} = \left(\frac{\lambda_k}{L} \right)^{1/2} = \sigma_R \quad (19)$$

verstehen, die zu der oben erwähnten Winkelakzeptanz in Relation zu setzen ist.

Alle bisherigen Betrachtungen wurden für einen ideal punktförmigen Elektronenstrahl gemacht. In einem Speicherring hat der Elektronenstrahl jedoch eine endliche transversale Ausdehnung σ_x bzw. σ_z aufgrund der Wechselwirkung der Elektronen untereinander sowie in jedem Punkt der Bahnkurve eine nichtverschwindende Winkeldivergenz σ_x' und σ_z' .

Die Größen σ_i ($i = x, z, x', z'$) erhält man dabei aus der Approximation der tatsächlichen Verteilungen durch eine Gaußkurve. σ_i ist die entsprechende Standardabweichung. Das Produkt $\sigma_x \cdot \sigma_x'$ bzw. $\sigma_z \cdot \sigma_z'$ nennt man die horizontale (vertikale) Emittanz des Elektronenstrahls.

Der Einfluß des realen Elektronenstrahls führt daher ebenfalls zu einer inhomogenen Verbreiterung, wenn σ_x , bzw. σ_z , vergleichbar mit σ_R wird. Aus Gleichung (II.13) lassen sich praktisch alle weiteren wichtigen Größen für die Strahlungseigenschaften eines Undulators ableiten (siehe /16/, /18/). Es sei hier nur noch die zentrale spektrale Brightness einer Harmonischen k bei einem Ringstrom I (A) erwähnt, die sich aus Gl. (II.13) durch Beschränkung auf den Zentralstrahl ($\gamma\theta \rightarrow 0$) ergibt:

$$\left. \frac{d I(\omega)}{d \Omega} \right|_{\theta = 0, \omega = k \cdot \omega_1} = \frac{N^2 e^2 \gamma^2}{c} \cdot G_k(K, 0, \varphi)$$

$$= 4.56 \cdot 10^6 \cdot N^2 \cdot \gamma^2 \cdot I \cdot G_k (K, 0, \varphi) \quad (20)$$

$$\left[\frac{\text{Photonen}}{\text{sec} \cdot \text{A} \cdot 0.1 \text{ mrad}^2 \cdot 1 \% \text{ Bandbreite}} \right]$$

Sie ist proportional zum Quadrat der Periodenzahl N und etwa um diesen Faktor größer als die spektrale Brightness eines Dipolmagneten /16/.

Die totale abgestrahlte Leistung eines Undulators beträgt

$$P_{\text{tot}} = 1.9 \cdot 10^{-6} \cdot N \cdot \gamma^2 \cdot K^2 \cdot I(\text{A}) / \lambda_0(\text{cm}) \quad (21)$$

und kann im Falle des BESSY-Undulators immerhin bis zu 380 Watt pro Ampere Ringstrom erreichen ($K = 4.3$).

2. Design des BESSY-Undulators

Kernstück des neuen BESSY-Undulators ist eine 2.5 m lange Magnetstruktur mit 35 Perioden und einer Periodenlänge λ_0 von 70 mm. Sie besteht nur aus reinem SmCo_5 Permanentmagnetmaterial und enthält keine Weicheisenteile als Polschuhe. Man spricht daher auch von einem reinen REC (rare earth compound)-Undulator. Das Design der Magnetstruktur entspricht einem Vorschlag von K. Halbach /19, 20/ und setzt sich oben und unten aus je 4 Blöcken pro Periode zusammen.

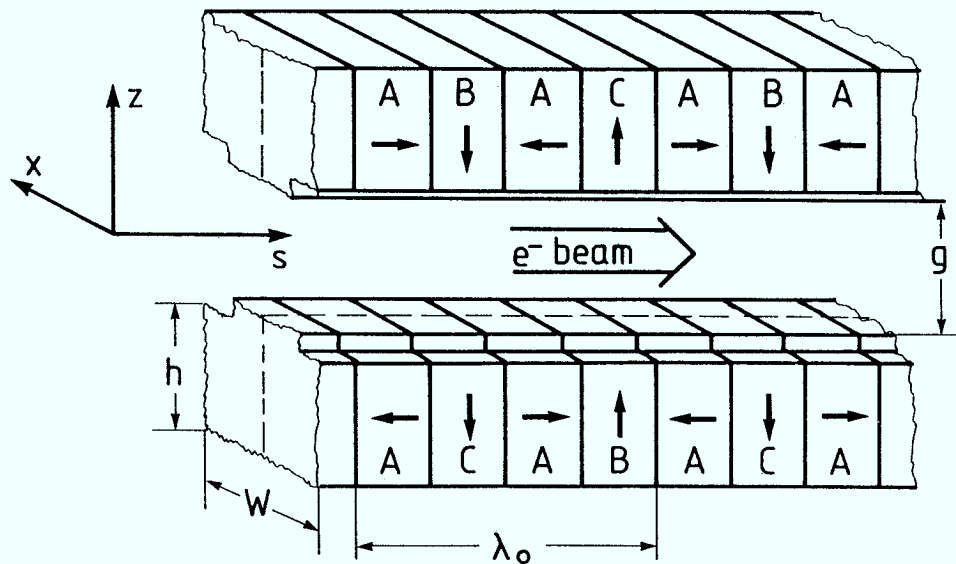


Abb. II.5: REC-Magnetstruktur des BESSY-Undulators mit den drei verschiedenen Typen von Magnetblöcken A, B und C.

Abb. II.5 zeigt einen Ausschnitt aus der Magnetstruktur. Nach /20/ läßt sich für das Maximal-Feld auf der Elektronenstrahlachse im Grenzfall unendlich breiter Magnetblöcke ein analytischer Ausdruck angeben:

$$B_0 = 2 \cdot B_r \cdot \frac{\sin \pi/4}{\pi/4} \cdot \exp(-\pi g/\lambda_0) (1 - \exp(-2\pi h/\lambda_0)) \quad (23)$$

Hierbei ist g das magnetische Gap, $B_r = 9.2$ kG das remanente Feld und h die Höhe der Magnetblöcke. Exakte dreidimensionale Magnetfeldrechnungen /21/ zeigen, daß für die hier gewählten Abmessungen der Magnetblöcke (Höhe $h = 38$ mm, Breite $w = 90$ mm, Länge $l = 17.5$ mm) obige Formel in guter Näherung (Abweichung kleiner 2 %) gilt. Die Abmessungen wurden als Ergebnis einer Optimierung bezüglich Feldstärke auf der Achse, Homogenitätsbereich in transversaler Richtung und Kosten des Magnetmaterials gewonnen /21, 22/.

Das magnetische Feld auf der Elektronenstrahlachse läßt sich nach Gl. (II.23) durch Verändern des magnetischen Gaps g variieren. Mittels je zweier beweglicher Stempel können beide Hälften der Magnetstruktur symmetrisch zur Elektronenstrahlachse verfahren werden. Dies erfolgt über hochpräzise Schrittmotoren. Es sind theoretisch Gaps zwischen 10 und 200 mm möglich. Das entspricht gemäß Gl. (II.23) einem Maximalfeld von 0–9.95 kG auf der Achse und nach Gl. (II.6) einem K-Parameter-Bereich von 0–6.5. Damit kann die Magnetstruktur sowohl im Wiggler- ($K > 1$) als auch im Undulatormodus ($K \leq 1$) betrieben werden.

Die Energie der ersten Harmonischen ändert sich dabei von maximal etwa 78 eV bis auf 3.7 eV bei hohem K und kleinem Gap (siehe Gl. II.10). Da bei kleinen Gaps je nach Betriebsmodus des BESSY-Speicherringes nicht unerhebliche Auswirkungen auf den gespeicherten Elektronenstrahl erwartet wurden (Lebensdauer etc.), sollte die Vakuumkammer für den Elektronenstrahl in jedem Betriebszustand des Undulators so groß wie möglich gehalten werden. Die Magnetstruktur wurde daher innerhalb der Vakuumkammer des Undulators angebracht und UHV-dicht eingekapselt. Ein Nachteil dieser Konstruktion ist u. a., daß ein nachträgliches Ändern der Magnetstruktur z.B. zur Korrektur etwaiger Feldfehler praktisch unmöglich ist. Der Bestimmung einer möglichst optimalen Magnetfeldkonfiguration kam aus diesem Grunde besondere Bedeutung zu (s. Kap. II.3 und II.4).

Der mechanische Aufbau des BESSY-Undulators ist in Abb. II.6 dargestellt. Innerhalb einer verwindungssteifen Rahmenkonstruktion hängen an je zwei Stempeln, die über Spindelantriebe und Schrittmotoren verfahren werden können, zwei stabile Edelstahlträger, auf denen die Magnetstruktur

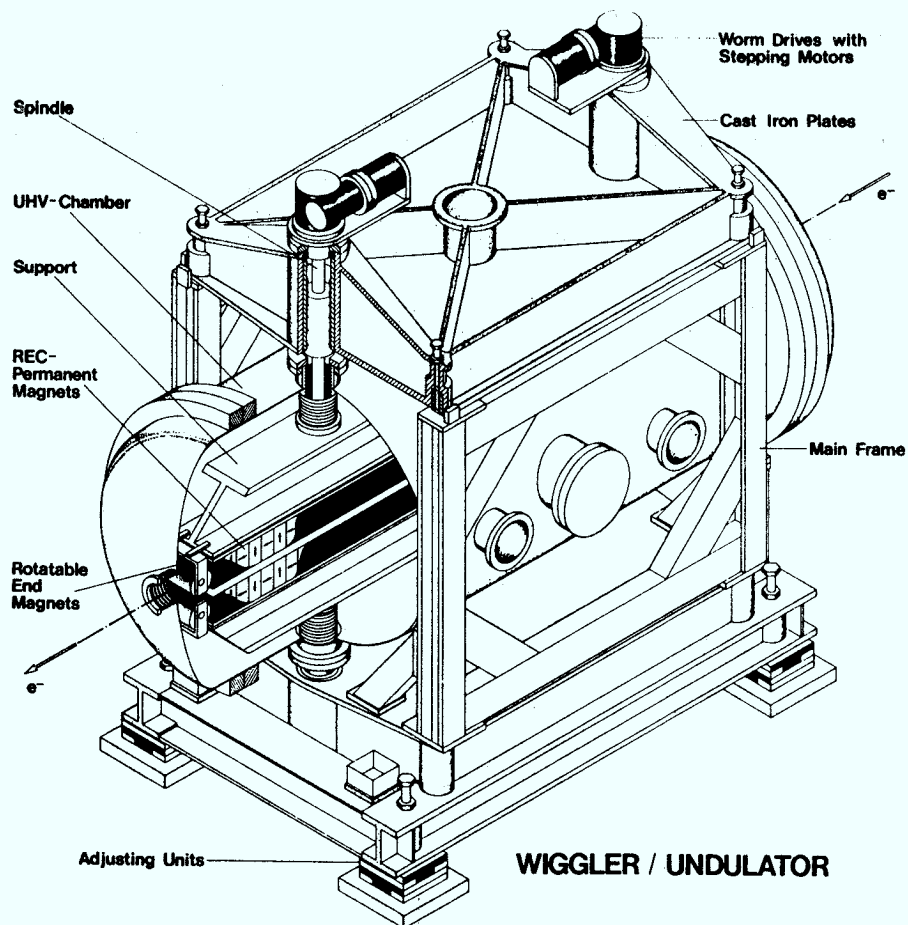


Abb. II.6: Mechanischer Aufbau des BESSY-Undulators /12/.

montiert ist. An beiden Enden der Träger befinden sich oben und unten drehbare Randpole. Sie sollen gewährleisten, daß der ein- und austretende Elektronenstrahl trotz einer sinusförmigen Bewegung der Elektronen innerhalb des Undulators auf derselben Achse liegen, d.h. der Elektronenstrahl keine Nettoablenkung und keinen Parallelversatz erfährt, da dies Auswirkungen auf den Umlauf der Elektronen im Speicherring (closed-orbit) hätte.

Im Fall eines idealen Sinusfeldes benötigt man dazu gerade Magnete der

halben Polstärke. Da jedoch wegen herstellungsbedingter Streuungen im Magnetmaterial kein ideal sinusförmiger Feldverlauf realisierbar ist, wurden stärkere Randpole gewählt, die drehbar gelagert sind, sodaß auf diese Weise der wirksame Anteil der Feldkomponenten (die Komponente parallel zur Elektronenbewegung trägt wegen der Lorentzkraft $\vec{F}_L = e\vec{v} \times \vec{B}$ nicht bei) verändert werden kann und unter allen Betriebsbedingungen ein Abgleich der Struktur möglich sein sollte.

3. Das Magnetmaterial

Da die abgestrahlte Leistung eines Undulators mit dem Quadrat des K - Parameters (Gl. II.21) und die Leuchtdichte mit dem Quadrat der Periodenanzahl (Gl. II.20) zunimmt, ist man beim Bau eines Undulators daran interessiert, möglichst hohe Felder bei kleiner Periodenlänge zu erhalten. Dies läßt sich beim heutigen Stand der Technologie am ehesten durch die Verwendung neuartiger extrem starker Permanentmagnete realisieren. Das Magnetmaterial für den BESSY-Undulator besteht daher aus gesintertem SmCo_5 , einem Permanentmagneten mit extrem hohem remanentem Feld ($B_r \sim 9.2 \text{ kG}$) und großem Energieprodukt ($BH \sim 20 \text{ MGOe}$). Es ist neben NdFeB das stärkste augenblicklich erhältliche Magnetmaterial. Wegen der größeren Materialinhomogenität und der schlechteren thermischen Eigenschaften kam NdFeB für unsere Anwendungen jedoch nicht in Frage.

Wie bereits in Abschnitt II.2 beschrieben, wurde die Magnetstruktur in die Vakuumkammer integriert, um einerseits höchstmögliches Feld auf der Elektronenstrahlachse bei minimaler Lebensdauerverkürzung für jedes Gap zu erzielen und zum anderen z.B. bei Neuinjektion in den Speicherring durch ein weit geöffnetes Gap genügend Platz für den angeregten Elektronenstrahl zu haben.

Um UHV-Bedingungen zu erreichen, mußte die Vakuumkammer und damit auch die Magnetstruktur nach Einbau des Undulators in den BESSY-Speicherring ausgeheizt werden. Dies verursacht reversible und irreversible Verluste der Magnetisierung des SmCo_5 -Permanentmagnetmaterials /23, 24/. Die Größe dieser Verluste ist abhängig von Temperatur und Dauer der Wärmebehandlung, von der thermischen Vorgeschichte des Materials sowie vom magnetischen Zustand, d.h. der Anwesenheit äußerer Magnetfelder bei der Wärmebehandlung (23, 25, 26). Letzteres ist besonders von Bedeutung, wenn die gesamte Magnetstruktur ausgeheizt werden soll, da sich dann die Magnetblöcke je nach ihrer Orientierung in anderen magnetischen Zuständen befinden als isolierte Einzelblöcke.

Großes Gewicht kommt auch der Frage zu, inwieweit bedingt durch den Herstellungsprozeß Streuungen im thermischen Verhalten der einzelnen

Blöcke auftreten. Ändert sich das magnetische Moment einzelner Blöcke als Folge einer Wärmebehandlung stark unterschiedlich, so kann dadurch die Feldqualität einer abgeglichenen Magnetstruktur wieder beeinträchtigt werden. Die folgende Untersuchung sollte daher klären bis zu welchen Temperaturen irreversible Verluste als Folge von Wärmebehandlungen vernachlässigbar sind.

Es wurden sowohl Einzelblöcke als auch ganze Probestrukturen verschiedenen Wärmebehandlungen unterworfen und das magnetische Moment der einzelnen Blöcke vor und nach Wärmebehandlung bei Raumtemperatur gemessen. Die Messungen erfolgten mit einer Helmholtzspule und einem angeschlossenen elektronischen Integrator. Das magnetische Moment m ergab sich aus der Änderung des magnetischen Flusses ϕ durch die Spule beim Drehen des Magnetblocks um 180° gemäß:

$$m = \frac{\mu_0}{C_s \cdot N} \cdot \phi \quad (24)$$

Hierbei ist C_s die Spulenkonstante der Helmholtzspule, N die Windungszahl und μ_0 die Vakuumpermeabilität.

Die Genauigkeit der Messung betrug einige 10^{-4} . Wegen der hohen Präzision dieser Messungen mußte auch der reversible Temperaturkoeffizient des Magnetmaterials von etwa 0.04 % /K bei Raumtemperatur /26/ berücksichtigt werden. Dazu wurde ein Referenzmagnet jedesmal mitgemessen.

Um den Einfluß externer Magnetfelder zu ermitteln, wurden die Probestrukturen dabei in zwei Extremzustände getempert: bei maximalem ($g = \infty$) und bei minimalem Gap ($g = 6 \text{ mm}$).

Die Ergebnisse sind in Tabelle II.1 zusammengestellt.

Die Bezeichnung der Blocktypen A, B und C entspricht Abb. II.5. Es wurden nur Blöcke mit gleicher thermischer Vorgeschichte (d.h. 2 h bei 170° C vom Hersteller vorgetempert) verglichen. Das thermische Verhalten von Einzelblöcken stimmt mit den Ergebnissen von Hoyer et al. /24/ am gleichen Material überein.

Tab. II.1: Ergebnis der Wärmebehandlung

Single block annealing

Block no.	Type	Total magnetization loss (%) after		
		24 h, 120 °C	15 h, 140 °C	6 h, 150 °C
143	A	0.17	–	–
70	A	0.22	–	–
20	A		0.27	0.68

Annealing of test period

	Block no.	Type	Total magnetization loss (%) after			
			24 h, 100 °C	24 h, 120 °C	24 h, 140 °C	24 h, 160 °C
gap = ∞	17	A	–	–	9.0	
	24	A	–	–	12.8	13.9
	203	B	–	–	0.13	0.46
	222	B	–	–	0.2	
	308	C	–	–	0.19	0.66
	312	C	–	–	0.13	
gap = 6 mm	40	A	0.37	0.61	2.39	7.89
	41	A	0.18	0.26	0.99	
	48	A	0.38	0.33	0.73	
	50	A	–0.04 ^{a)}	–0.04 ^{a)}	0.38	
	53	A	0.22	0.28	0.79	
	183	A	0.54	0.64	1.47	3.15
	276	B	–0.31 ^{a)}	–0.52 ^{a)}	–0.44 ^{a)}	
	336	C	0.24	0.13	0.35	0.58
	341	C	0.08	–0.04 ^{a)}	0.08	
	348	C	–0.40 ^{a)}	–0.53 ^{a)}	–0.44 ^{a)}	

^{a)} Negative sign means increase of magnetic moment!

Weitaus stärkere Verluste wurden dagegen in der Teststruktur bei maximalem Gap beobachtet. Während B- und C-Typen nach 24 h bei 140°C nur ein um etwa 0.2 % niedrigeres magnetisches Moment zeigten (vergleichbar mit den Einzelblöcken), war das der A-Typen um 9 und 13 % reduziert. Im Falle des kleinen Gaps (6 mm) waren die irreversiblen Verluste erheblich geringer, bei einigen B- und C-Magneten wurde sogar eine leichte Zunahme festgestellt. Die Änderungen lagen bis 120°C bei unter 0.6 %. Abb. II.7 veranschaulicht die Ergebnisse für alle Magnettypen graphisch.

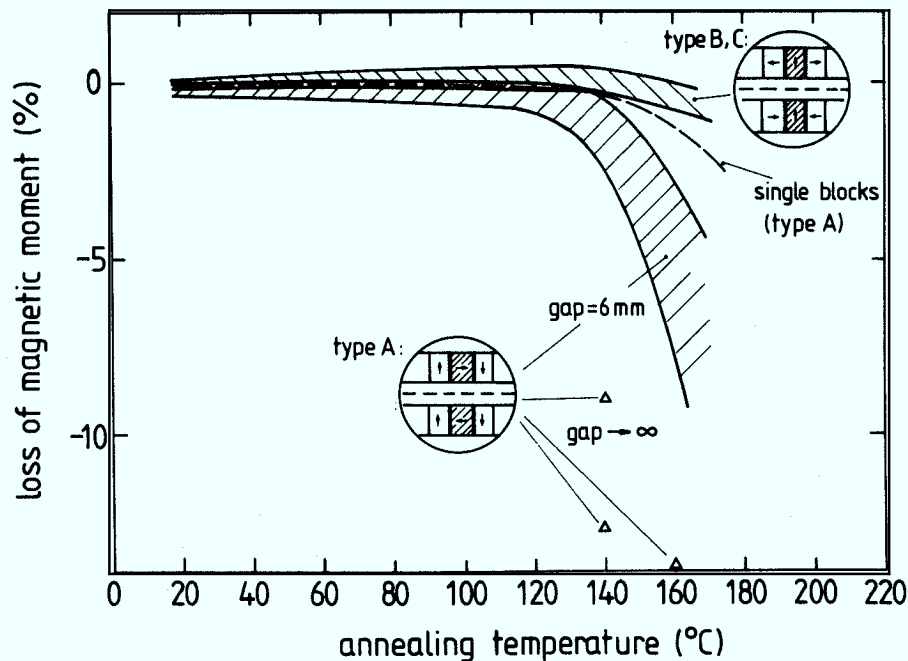


Abb. II.7: Abnahme des magnetischen Moments der drei Magnetblocktypen nach jeweils 24-stündiger Wärmebehandlung in Abhängigkeit von der Temperatur.

Man erkennt deutlich, daß ab 120°C die irreversiblen Verluste insbesondere der A-Typ-Magnete unabhängig vom magnetischen Gap drastisch zunehmen. Die Ursachen für die beobachteten Unterschiede werden verständlich, wenn man Abb. II.8 betrachtet. Sie zeigt den mit dem PANDIRA-Programm /29/ berechneten Feldlinienverlauf in der Umgebung von Typ A-Magneten. Man sieht, daß im Fall unendlich großer Gapweite (Abb. II.8 a) das von den benachbarten B- und C-Typ-Magneten erzeugte Feld besonders auf den oberen Teil der A-Magnete als Gegenfeld wirkt. Die B- und C-Typen hingegen können ihre Feldlinien durch den übernächsten Nachbarn weitgehend schließen, so daß sie sich in einem günstigeren magnetischen Zustand befinden.

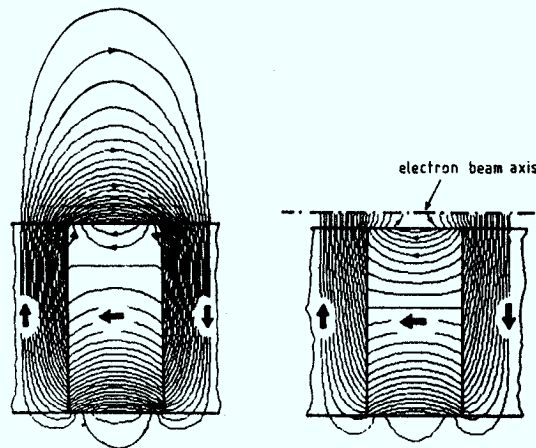


Abb. II.8: Feldlinienverlauf in der Umgebung von Typ-A-Magneten

(a) Gap maximal ($g = 200 \text{ mm}$)

(b) Gap = 6 mm.

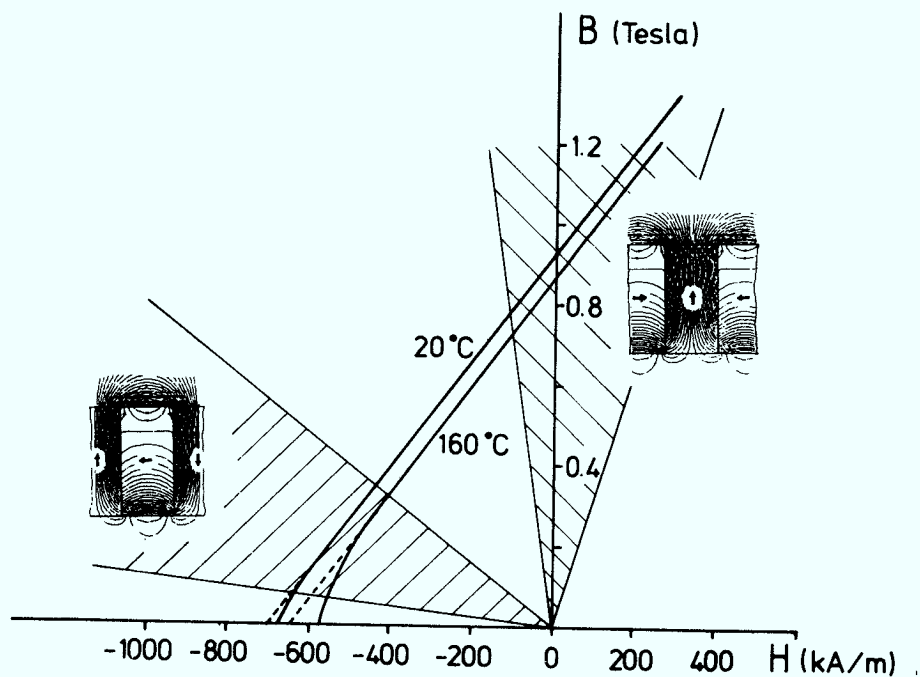


Abb. II.9: Magnetisierungskurve für Vacomax im 2. Quadranten bei 20°C und 160°C mit den Arbeitspunkten für die verschiedenen Magnetblocktypen bei großem Gap ($g = 200 \text{ mm}$).

Abb. II.9 zeigt einen Ausschnitt aus der Magnetisierungskurve $B(H)$ für das verwendete Magnetmaterial (nach /26/) mit den ungefähren Arbeitspunktbereichen für beide Gruppen von Magneten. Die Magnetisierungskurve verläuft über den gesamten 2. Quadranten linear ($\mu \approx 1.04$), nur im unteren Teil findet man ein leichtes Abknicken. Stärke und Position dieses Knicks hängen sehr stark von den genauen Herstellungsbedingungen der Magnete ab /26, 28/. Das Abknicken im unteren Teil des 2. Quadranten ist für die irreversiblen Verluste, die im Falle der A-Typen bereits bei Raumtemperatur beobachtet wurden (ca. 0.3 %), verantwortlich. Bei höherer Temperatur verschiebt sich der Knick zu kleineren entmagnetisierenden Feldern, was sich in einer Zunahme der irreversiblen Verluste widerspiegelt.

Bei kleinerem Gap ist der Feldlinienverlauf auch für die A-Magnete erheblich günstiger (vgl. Abb. II.8b), das entmagnetisierende Feld wird kleiner, der Arbeitspunkt liegt somit höher und die irreversiblen Verluste sind geringer.

Man erkennt außerdem in Abb. II.7, daß die statistischen Schwankungen innerhalb der Blöcke mit der Höhe der Verluste zunehmen (bei 140°C 0.4 bis 2.4 % bei den A-Blöcken und - 0.4 bis 0.4 % bei den B- und C-Blöcken gegenüber 0 bis 0.6 % bzw. - 0.5 bis 0.1 % bei 120°C). Daher wurde die Ausheiztemperatur aus Sicherheitsgründen auf 100°C beschränkt. Eine Abschätzung ergibt eindeutig, daß bei dieser Beschränkung noch keine merklichen Auswirkungen auf die Feldqualität und den Abgleich der Magnetstruktur zu erwarten sind.

4. Die Magnetstruktur

4.1 Sortierüberlegungen

Bedingt durch den Herstellungsprozeß der SmCo_5 -Permanentmagnete ist es unvermeidlich, daß bezüglich Größe und Richtung des magnetischen Moments der Magnetblöcke Abweichungen vom Idealwert auftreten. Die Größe der Abweichungen und der Preis des Magnetmaterials stehen in direktem Zusammenhang, da enge Fertigungstoleranzen nur durch einen entsprechend hohen Ausschuß erreicht werden können.

Abb. II.10 zeigt die Verteilung von Größe und Winkelfehler des mit der Helmholtz-Spule gemessenen magnetischen Moments der am BESSY-Undulator verwendeten B- und C-Typ-Magnetblöcke.

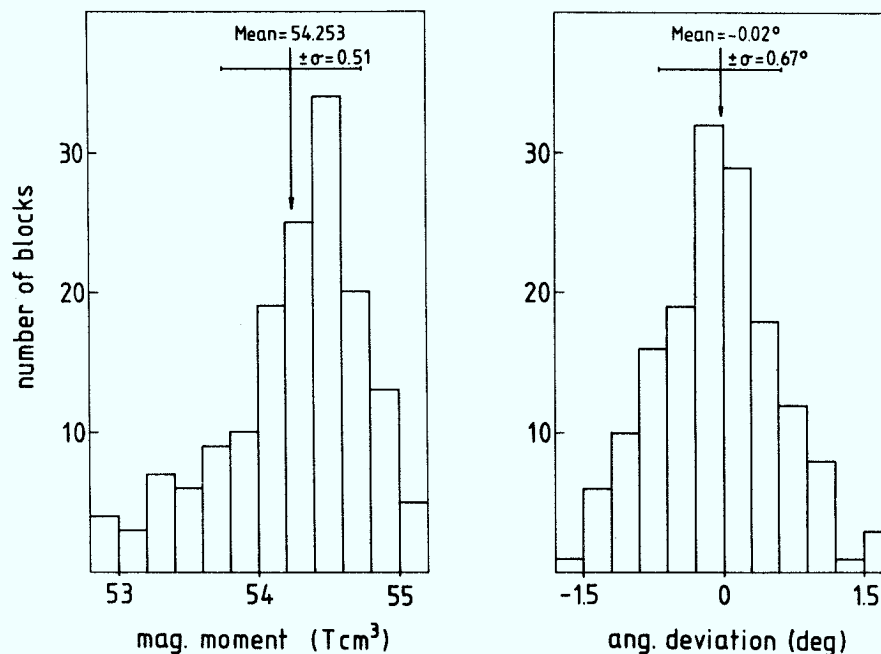


Abb. II.10: Verteilung der angelieferten Magnetblöcke (B- und C-Typen) hinsichtlich magnetischen Moments und Winkelfehler.

Der Aufbau einer vollkommen idealen Magnetstruktur ist demnach nicht möglich. Fügt man die Magnetblöcke ohne eine besondere Auswahl zu treffen zu einer Struktur zusammen, hat der resultierende Feldverlauf erhebliche Abweichungen der Elektronentrajektorie von der idealen Sinusbahn zur Folge. Berechnet man eine Elektronentrajektorie für eine Zufallskonfiguration aus Magnetblöcken mit der in Abb. II.10 angegebenen Gaußverteilung bei 20 mm Gap ($K \approx 4$), so erhält man in horizontaler und vertikaler Richtung etwa den in Abb. II.11 dargestellten Verlauf [21/].

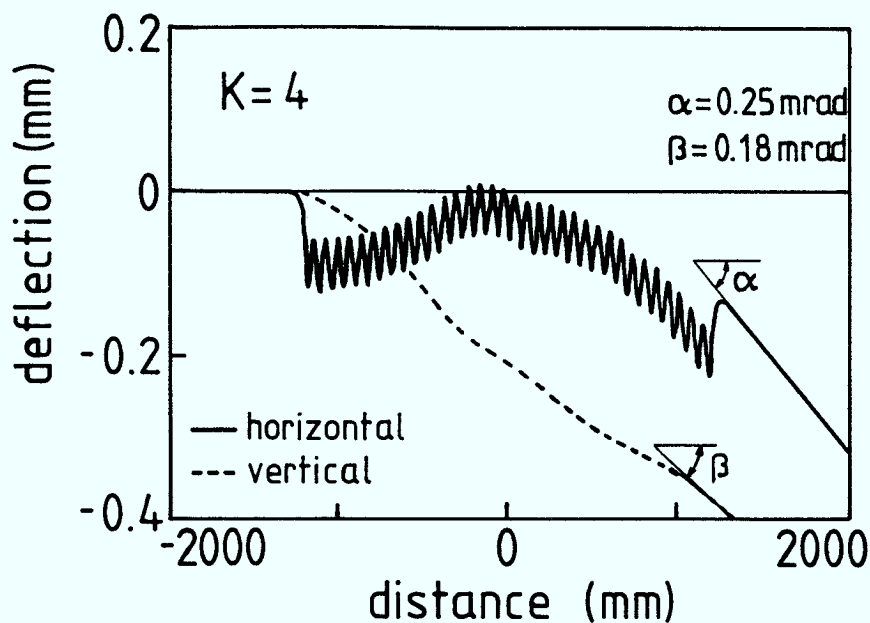


Abb. II.11: Elektronentrajektorie für eine Zufallskonfiguration von Magnetblöcken mit einer Verteilung von magnetischem Moment und Winkelfehler gemäß Abb. II.10.

Der Elektronenstrahl erleidet typisch eine Nettoablenkung von etwa 0.2-0.3 mrad und einen Parallelversatz von 0.1-0.4 mm bezüglich der Achse in beiden Transversalrichtungen. Diese Werte sind erheblich verglichen mit der natürlichen Größe und Winkeldivergenz des Elektronenstrahls in der häufig benutzten "low emittance"-Optik METRO (s. Tabelle 2). Außerdem

erkennt man aus Abb. II.11, daß durch die Verzerrung der Sinuskurve eine exakte Erfüllung der Interferenzbedingungen für den Undulatorfall ($K \leq 1$) nicht mehr möglich ist, was negative Auswirkungen auf die Strahlungseigenschaften in Form von Verbreiterung der quasimonochromatischen Harmonischen und Reduzierung des Photonenflusses hätte.

Tab. II.2: Auswirkungen verschiedener Magnetkonfigurationen auf den Elektronenstrahl

	natürl. Größe des Elektronen- strahls (METRO-Optik)	Nettoabweichung durch Magnetstruktur bei 20 mm Gap		
		nicht sortiert	manuell sortiert	"simulated annealing"
x (mm)	0.23	0.13	0.002	0.001
x' (μrad)	62	250	0.3	0.8
z (mm)	0.17	0.36	0.002	0.0015
z' (μrad)	7	180	1.3	0.5

Es ist daher unbedingt erforderlich, die Einzelmagnete so anzuordnen, daß Feldfehler minimiert werden. Um eine möglichst ideale Struktur zu erhalten, ist es außerdem von Vorteil, eine genügend große Auswahl an Magneten zu haben. Daher standen in unserem Falle etwa 35 Blöcke Überschuß zur Verfügung.

Es wurde zunächst das magnetische Moment der Magnete bezüglich der drei Koordinatenachsen sorgfältig mit der Helmholtzspule vermessen. Diese Meßwerte waren Grundlage für die anschließende Sortierprozedur. Die Komponente parallel zur Elektronenstrahlachse braucht dabei wegen $\vec{F}_L = e\vec{v} \times \vec{B}$ nicht berücksichtigt zu werden.

Das Sortieren erfolgte nach 3 Gesichtspunkten:

1. Minimieren der Nettoablenkung des Elektronenstrahls

2. Minimieren des Parallelversatzes

3. Optimieren der Strahlungseigenschaften des Undulators

Die Aufgabe, mittels der vorhandenen Magnetblöcke alle drei Forderungen möglichst gut zu erfüllen, stellt ein nichttriviales Optimierungsproblem dar. Dies soll im folgenden etwas näher analysiert werden.

Das erste Kriterium wird erfüllt, wenn das sog. 1.

Feldintegral $\int_{-\infty}^s B_{\alpha}(s') ds'$ (mit $\alpha = x, z$) für die x- und z-Komponente nach Integration über den gesamten Feldverlauf des Undulators verschwindet bzw. minimal wird.

Das zweite Kriterium fordert das Verschwinden des 2. Feldintegrals

$\int_{-\infty}^s \int_{-\infty}^{s'} B_{\alpha}(s'') ds'' ds'$ (mit $\alpha = x, z$) für beide Feldkomponenten.

Die Strahlungseigenschaften des Undulators sind wegen der Interferenzbedingung umso besser, je geringer die Abweichungen der Elektronentrajektorie von einer Sinusbahn sind. Daher ist es sinnvoll, obige Bedingungen auch für kleinere Einheiten (z.B. Periode der Länge λ_0) zu fordern. Als ein weiteres Kriterium für optimale Strahlungseigenschaften sollen die Polstärken der einzelnen Magnetpole vom idealen "Durchschnittspol" möglichst wenig abweichen, d.h. die Varianz der Polstärken sollte möglichst klein sein.

Unter der Annahme eines homogenen Magnetblocks ist das Feldintegral $\int B dl$ über einen einzelnen Magneten entlang der Elektronenstrahlachse proportional zu dem von ihm erzeugten Maximalfeld in der Mitte der Achse. Letzteres hängt für einen magnetischen Dipol direkt mit dem magnetischen Gesamtmoment zusammen:

$$m \sim \frac{B}{r^3}$$

Da ferner für REC-Material $\mu \approx 1$ ist, lassen sich die Magnetfelder der Einzelmagnete in guter Näherung superponieren, das Feldintegral über die Gesamtstruktur ist also proportional zur Summe der magnetischen Momente der Einzelmagnete. Faßt man jeweils die magnetischen Momente eines Magnetblockpaares zusammen $M = m^{\text{oben}} + m^{\text{unten}}$, so lassen sich die obigen Kriterien folgendermaßen umformulieren:

$$\text{Struktur} \\ 1. \quad a) \quad \sum M_{\alpha} = 0, \quad \alpha = x, z$$

$$\text{Periode} \\ b) \quad \sum M_{\alpha} = 0$$

$$\text{Struktur} \\ 2. \quad a) \quad \sum M_{\alpha} (n-i+1/2) = 0, \quad n = \text{Gesamtzahl der Magnetblockpaare} \\ \text{(hier } n = 139 \text{) und}$$

$$\text{Periode} \\ b) \quad \sum M_{\alpha} (4-i+1/2) = 0, \quad i = \text{Reihenfolge des Blockpaares vom} \\ \text{Strahleintritt gerechnet}$$

$$\text{Struktur} \\ 3. \quad \sum_{B,C} M_z^2 - \overline{M_z^2} = 0, \quad \sum_A M_z^2 = 0, \quad \text{und} \quad \sum M_x^2 = 0 \quad \text{mit}$$

$\sum_A \sum_{B,C} =$ Summe über alle A-A- bzw. B-C-Paare in der Struktur

Die Kriterien 1b, 2b und 3 sorgen für eine möglichst ideale Sinus-Trajektorie, während 1a und 2a die Störung des Elektronenorbits minimieren sollen. Das zweite Kriterium wird vielfach nicht explizit berücksichtigt (z.B. /30, 31/), die Punkte 3 und 1b garantieren jedoch bereits, daß der Parallelversatz nicht wesentlich anwachsen kann.

¹ Anmerkung: Eine Erklärung dieser Formel wird im Anhang A gegeben.

Das Sortieren der Magnete erfolgte sowohl per Hand als auch mittels eines mathematischen Sortieralgorithmus ("simulated annealing") /30, 32/.

Beim manuellen Sortieren wurden unter Berücksichtigung obiger Kriterien aus Einzelblöcken Paare, aus Paaren Quartette u.s.w. gebildet bis sich die Gesamtstruktur ergab.

Dabei wurden nach jedem Sortierschritt jeweils für die neu entstandenen Teilstrukturen die numerischen Ergebnisse bezüglich der obigen Kriterien berechnet und geprüft, ob die Streuungen um den Idealwert Null herum kleiner wurden. Unter geschickter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften der Blöcke bezüglich Verdrehens und Vertauschens konnten bei jedem Sortierschritt alle Kriterien simultan berücksichtigt werden.

So ließ sich für x- und z-Komponente des Magnetfeldes das $\int B_{\alpha} dl$ pro Periode innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa 10^{-3} für alle Perioden bereits annähernd zum Verschwinden bringen.

Das zweite Verfahren des "simulated annealing" basiert auf der Minimierung einer sogenannten "cost function", die sich aus einer (gewichteten) Summe aller Kriterien zusammensetzt. Das Ergebnis dieser "cost-function" für eine bestimmte Magnetkonfiguration ist eine dimensionslose Größe, die ein Maß für die Abweichung der Magnetkonfiguration von der Idealkonfiguration darstellt, wobei die Zahlengröße selbst natürlich von den Sortierkriterien und ihrer Gewichtung abhängt. Da ein Auswerten aller erlaubten Permutationen wegen der extrem großen Anzahl selbst mit einem Cray-Rechner nicht möglich ist, startet der Algorithmus mit einer Zufallskonfiguration, die dann an einer ebenfalls zufällig bestimmten Einzelposition geändert wird. Nimmt man für den nächsten Iterationsschritt jeweils die Konfiguration mit der niedrigeren "cost-function", so findet der Algorithmus i.a. nur ein lokales Minimum. Dieses Verfahren wird daher auch "quenching" genannt. Im Falle des "simulated annealing" wird zusätzlich eine positive Zahl T ("Temperatur des Systems") festgesetzt und auch Konfigurationen mit höherer "cost-function" akzeptiert, wenn eine gerade erzeugte Zufallszahl aus dem Bereich 0 bis 1 kleiner ist als $e^{-\Delta c/T}$, wobei Δc die Differenz

der "cost-function" von alter und neuer Konfiguration ist. Dadurch soll vermieden werden, daß die Optimierung frühzeitig in einem lokalen Minimum hängen bleibt, welches noch weit vom absoluten Minimum entfernt ist. Die Temperatur des Systems wird erst im Laufe der Optimierung schrittweise auf $T = 0$ abgesenkt.

Das Ergebnis beider Sortiervverfahren wurde miteinander verglichen und die resultierenden Elektronentrajektorien mit Hilfe eines dreidimensionalen Magnetfeldprogramms /21/ berechnet. Der Feldverlauf war in beiden Fällen ähnlich gut. Die Ergebnisse für Nettoablenkung und Parallelversatz des Elektronenstrahls bei 20 mm Gap sind ebenfalls in Tabelle II.2 aufgeführt.

Da gesintertes SmCo_5 ein sehr sprödes Material ist, bestand die Gefahr, daß beim Zusammenbau Magnete unbrauchbar werden könnten. Um in diesem Falle sehr einfach und innerhalb kürzester Zeit eine nahezu ebenbürtige Ersatzkonfiguration ermitteln zu können, wurde der mit dem Optimierungsalgorithmus gefundenen Konfiguration der Vorzug gegeben.

Der Zusammenbau der Magnetstruktur erfolgte mit einer eigens dafür konstruierten Vorrichtung, die eine Positioniergenauigkeit der Magnete von ± 0.02 mm relativ zur Elektronenstrahlachse erlaubte. Geometrische Fertigungstoleranzen der Blöcke wurden dabei durch Unterlegen von Präzisionsfolie ausgeglichen.

4.2 Feldmessungen

Nach Fertigstellung der Magnetstruktur und nach Einbau in das Wiggler-Gestell wurde der tatsächlich erhaltene Feldverlauf mit einer auf 0.2 % geeichten Hallsonde vermessen. Außerdem wurde eine nur 1 cm breite Induktionsspule verwendet, mit der das für die Nettoablenkung des Elektronenstrahls relevante Feldintegral entlang der Mittelachse des Undulators gemessen werden konnte. Die Länge von 2 m wurde dabei so gewählt, daß das Feldintegral über jede Hälfte der Magnetstruktur mit einer einzigen Messung bestimmt werden konnte.

Die Hallsonde war am Ausleger einer 3-D-Präzisionsmeßmaschine befestigt. Deren Meßarm konnte mittels Schrittmotorantrieb über die gesamte Magnetstruktur gefahren werden. Die Meßwertaufnahme erfolgte dabei entweder manuell oder automatisch in regelmäßigen Abständen über einen Kleincomputer, der auch die Steuerung der Bewegungen des Meßarms übernahm.

Zunächst wurde der Feldverlauf für die beiden Transversalkomponenten B_x und B_z entlang der Elektronenstrahlachse bei verschiedenen Gaps aufgenommen.

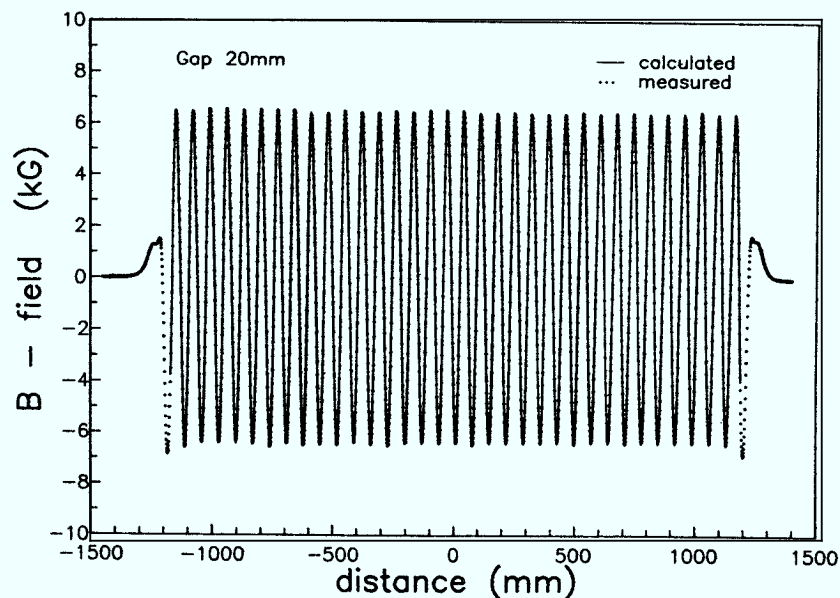


Abb. II.12: Magnetfeld $B_z(s)$ des Undulators entlang der Elektronenstrahlachse bei 20 mm Gap gemessen mit einer Hallsonde.

Eine vollständige Meßreihe bestand aus etwa 3000 Meßpunkten, d.h. ungefähr 1 Meßpunkt pro mm. Abb. II.12 zeigt das vertikale Undulatorfeld entlang der Achse bei einem Gap von 20 mm. Zum Vergleich ist ein exakter Sinusverlauf ($B = \bar{B}_0 \cdot \sin \frac{2\pi s}{\lambda_0}$) ebenfalls eingezeichnet.

Man sieht die gute Übereinstimmung. Die Standardabweichung beträgt 1-1.4 % je nach Gap bezogen auf das Maximalfeld. Ein Ausschnitt aus dem Feldverlauf mit der 10fach vergrößerten Differenzkurve zeigt die Abweichungen deutlicher (Abb. II.13). Die Feldqualität ist besser als die anderer vergleichbarer Strahlungsquellen (z.B. /33/), die Standardabweichung ist jedoch größer als der aufgrund der Sortierung theoretisch erwartete Wert von etwa 0.2 % . Auf mögliche Ursachen wird weiter unten eingegangen.

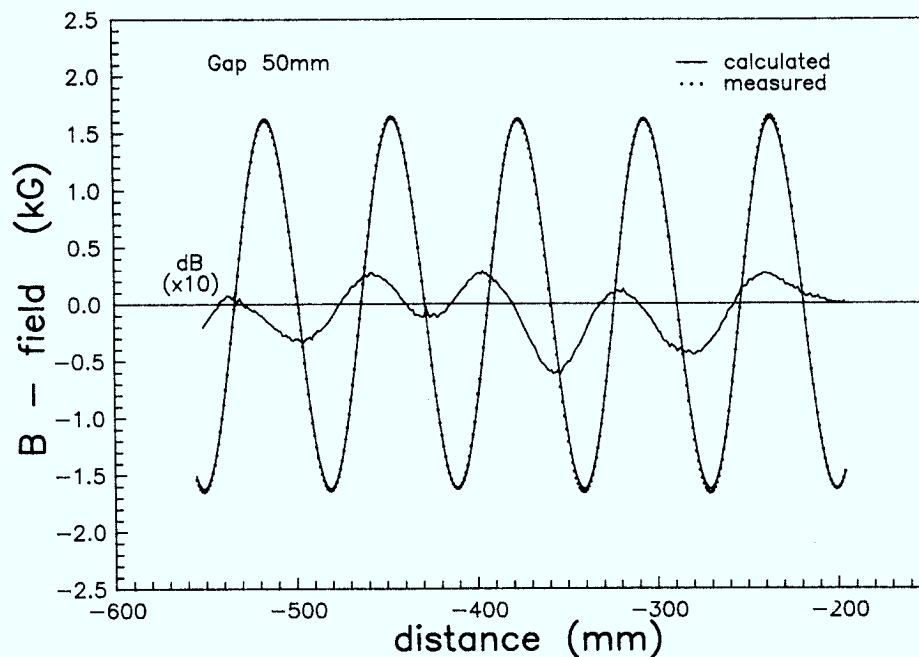


Abb. II.13: Ausschnitt aus $B_z(s)$ -Feldverlauf bei 50 mm Gap sowie Differenzkurve zwischen dem gemessenen Magnetfeld und einem ideal sinusförmigen Feld (10-fach vergrößert).

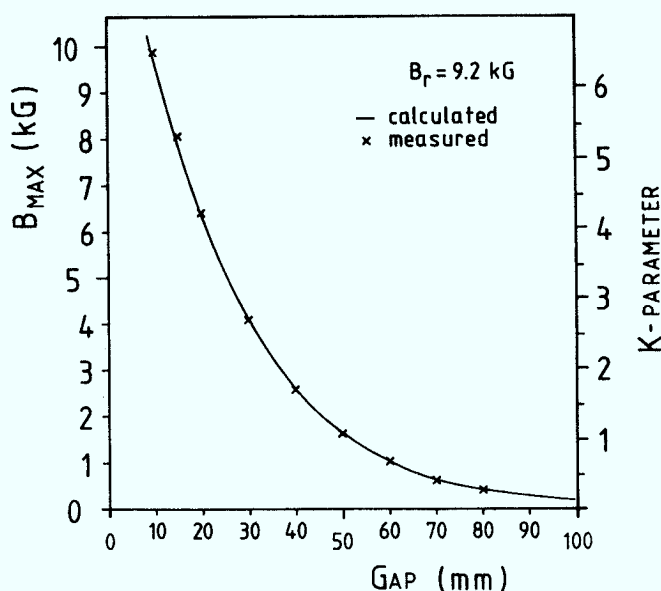


Abb. II.14: Maximalfeld $B_{\max}$ auf der Undulatorachse und zugehöriger K-Parameter in Abhängigkeit vom Undulator-Gap für den BESSY-Speicherring ($\gamma = 1468$).

In Abb. II.14 ist der Mittelwert der Feldmaxima $\bar{B}_0$ für verschiedene Gapweiten aufgetragen. Das Ergebnis stimmt mit den aus dem remanenten Feld und der Geometrie der Magnetblöcke errechneten Feldwerten (durchgezogene Kurve) besser als auf 2 % überein. Den theoretischen Werten liegt dabei eine exakte 3D-Magnetfeldrechnung, die in Erweiterung von Gl. (II.23) auch die endliche Breite der Magnetblöcke berücksichtigt, zugrunde.

Den Verlauf der horizontalen Feldkomponente B_x zeigt Abb. II.15. Erwartungsgemäß gibt es in horizontaler Richtung nur kleine Störfelder, die durch Winkelfehler der Magnetblöcke (s. Abb. II.10) verursacht werden. Die mittlere Standardabweichung ist mit etwa 14 G bei 20 mm Gap und 4 G bei 50 mm Gap niedriger als für die Vertikalkomponente B_z .

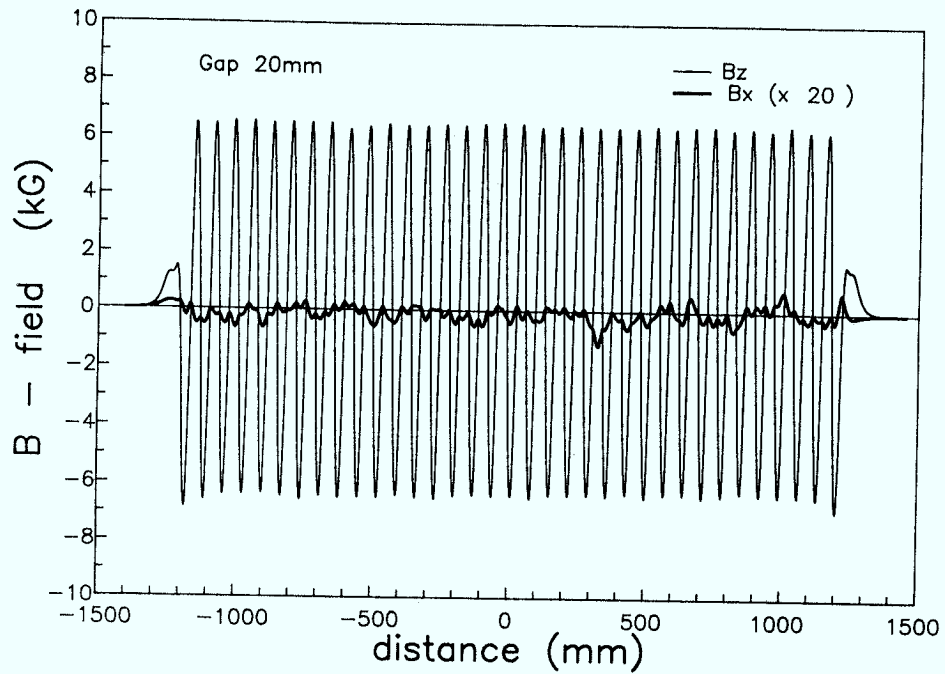


Abb. II.15: Transversalkomponente $B_x(s)$ des Undulatorfeldes bei 20 mm Gap (20-fach vergrößert dargestellt). Die vertikale Komponente B_z ist zur Orientierung ebenfalls eingezeichnet.

Die Ergebnisse aller Hallsondenmessungen sind in Tabelle II.3 zusammengefaßt.

Tab. II.3 Zusammenfassung der Feldmessungen

Gap [mm]	$\bar{B}_z$ [G]	ΔB_z (1 σ) [G]		$\Delta B_z / \bar{B}_z$ (1 σ) [%]		$\Delta_x (\Delta B_z < 0.5 \%)$ [mm]
		Peak	total	Peak	total	
10	9945	101	(--)	1.02	(--)	16
20	6429	68	(68)	1.06	(1.05)	11
30	4072	45	(43)	1.10	(1.05)	8
50	1627	24	(22)	1.45	(1.38)	7
theor. ca. 0.2 %						

Um die Auswirkungen des Wigglerbetriebs auf die Funktion des Speicherringes beurteilen zu können, sind die Feldintegrale $\int B_{dl}$ von großer Bedeutung. Sie wurden mit der 2m langen Induktionsspule und einem daran angeschlossenen elektronischen Integrator gemessen. Die Messungen erfolgten dabei für beide Strukturhälften getrennt in horizontaler und in vertikaler Richtung. Die Meßgenauigkeit betrug typisch ± 0.05 Gm. Meßfehler z.B. durch Positionierungsunauigkeit etc. konnten durch Mittelung über mehrere Einzelmessungen reduziert werden.

Das vertikale Feldintegral ($\int B_z ds$) wurde zunächst für beide Hälften der Struktur durch Verstellen der drehbaren Randpole innerhalb der Meßgenauigkeit abgeglichen. Danach wurde mit dieser Randpoleinstellung das Feldintegral bei verschiedenen Gaps gemessen. Bis hinunter zu 30 mm Gap sind die Integrale kleiner als 0.3 Gm (s. Tabelle II.4). Mit Hilfe der Gleichung

$$\alpha(\text{mrad}) = \frac{\ell}{\delta} = \frac{\int B_z ds \text{ (Gm)}}{E(\text{Gev}) \cdot 33.35} \quad (25)$$

läßt sich die dadurch verursachte Ablenkung des Elektronenstrahls zu kleiner 20 μrad abschätzen. Bei noch kleineren Gaps wird die Nettoablenkung etwas größer. Erste Betriebserfahrungen bestätigen diesen Trend. In horizontaler Richtung werden keine oder nur vernachlässigbare Effekte auf den Elektronenstrahl beobachtet, sodaß auf eine Korrektur der Randpole während des Routinebetriebs sogar verzichtet werden kann /34, 35/.

Für das horizontale Feldintegral ($\int B_x ds$) über die gesamte Struktur ergibt die Spulenmessung bei 35 mm Gap einen mehr als doppelt so großen Wert wie für das vertikale Integral (etwa 1.1 Gm). Bei kleineren Gaps konnte die Spule aus Platzgründen nicht mehr eingesetzt werden. Es wurden daher die Hallsondenmessungen (siehe z.B. Abb. II.15) numerisch aufintegriert. Die Übereinstimmung mit den Spulenmessungen läßt sich aus der Messung bei 50 mm Gap entnehmen. Insbesondere bei Gaps kleiner als etwa 35 mm ergibt sich ein deutlicher Nettofluß, der gemäß Gl. (II.25) zu Ablenkungen des

Elektronenstrahls in vertikaler Richtung von 0.1 mrad und darüber führen sollte. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse aller Integralmessungen zusammengestellt. Die angegebenen Ablenkwinkel wurden dabei gemäß Gl. (II.25) abgeschätzt. Tatsächlich werden im Betrieb bei 30 mm Gap etwa 0.1-0.2 mrad Nettoablenkung beobachtet /34, 36/. Diese Ablenkung kann durch Korrekturmagnete (Steerer), die in Rückkopplung mit Strahlagepositionsmonitoren (Random Access Camera) arbeiten, ausgeglichen werden /34, 37, 38/.

Tab. II.4 Zusammenfassung der Feldintegrale

Gap [mm]	Vertikalintegral			Horizontalintegral		
	$\int B_z ds$ (Spule)		α_h [mrad]	$\int B_x ds$		α_v [mrad]
	[Gm]			[Gm]		
	s < 0	s > 0		Hallsonde	Spule	
10				~ - 27		
20	1.2	0.2	0.05	- 12.6		0.5
26	0.8	0.1	0.035			
30				- 5.1		0.2
35	0.2	0.3	0.02		-1.1	0.04
41	0.2	0.2	0.015			
50	0 ^{*)}	0 ^{*)}	0	- 1.0	-0.6	0.02-0.04
56	- 0.07	0.4	0.013			
65					-0.33	0.013

Meßgenauigkeit: Spule ± 0.05 Gm, Hallsonde ± 0.5 Gm

*) Beide Strukturhälften sind für 50 mm Gap durch die verdrehbaren Randpole abgeglichen.

Die B_z - und B_x -Komponente des Magnetfeldes wurde auch in transversaler Richtung mit der Hallsonde vermessen. Abb. II.16 zeigt als Beispiel den Verlauf der Vertikalkomponenten B_z entlang der horizontalen x-Achse an

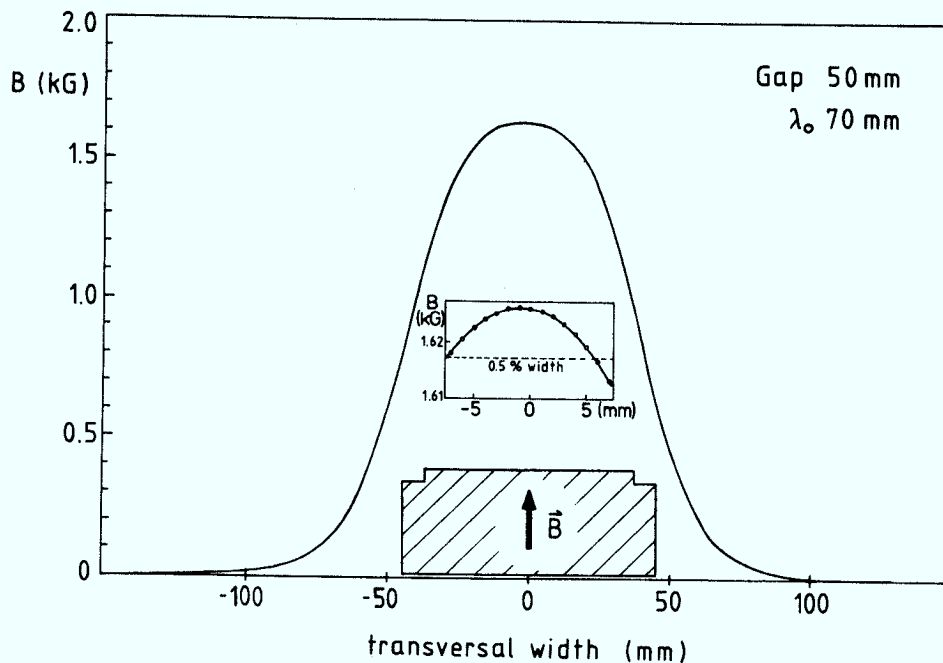


Abb. II.16: Verlauf des Undulatorfeldes B_z in transversaler Richtung an einem Feldmaximum (Magnetpol Nr. 35)

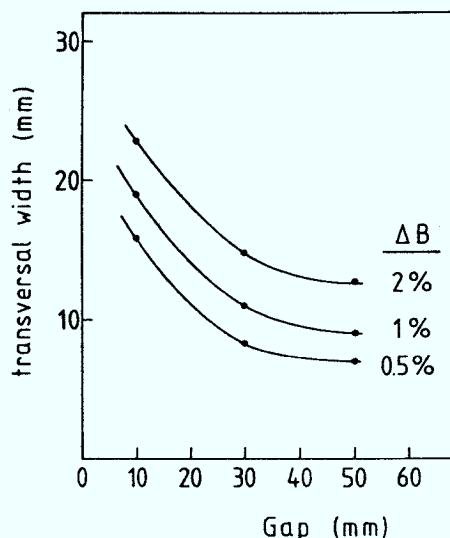
einem Feldmaximum des Undulatorfeldes bei 50 mm Gap. Zum Größenvergleich ist außerdem ein Magnetblock (schraffiert) im gleichen Maßstab abgebildet. Für den Elektronenstrahl ist nur das Feld über der Mitte des Magnetblocks relevant. Man wünscht sich deshalb in der Mitte einen möglichst homogenen und flachen Feldverlauf. Auftretende Feldgradienten führen zu höheren Multipolmomenten (Quadrupole, Sextupole, etc.) und sind aus elektronenoptischen Gründen unerwünscht. Die Größe des Homogenitätsbereichs hängt von der Breite des Magnetblocks (hier $w = 90$ mm) ab.

Mit abnehmendem Gap, d.h. zunehmender Feldstärke auf der Achse wird das Plateau in der Mitte immer ausgeprägter. Dies zeigt Abb. II.17, in der die 0.5 %-, 1 %- und 2 %-Homogenitätsbreiten als Funktion des Gaps dargestellt sind.

Die Vergrößerung des Bereichs um die Mittelachse in Abb. II.16 läßt eine leichte Asymmetrie des Feldverlaufs erkennen. Diese führt im Zentrum

Abb. II.17:

Transversale Homogenitätsbreite
des Maximalfelds an den Polen
in Abhängigkeit von der Gapweite
des Undulators für 3 verschiedene
 $\Delta B/B$ (0.5 %, 1 % und 2 %).



(Elektronenstrahlachse) zu einem Feldgradienten von etwa 3.5 G/cm. Ein solcher Feldgradient könnte ein Hinweis auf mögliche Ursachen eines horizontalen Fokussierungseffektes auf den Elektronenstrahl sein, der beim Betrieb des Undulators beobachtet wird. Dieser Fokussierungseffekt ließe sich z.B. durch einen über die gesamte Struktur gemittelten Feldgradienten in transversaler Richtung (bei 27 mm Gap etwa 3 G/cm) erklären /34/. Tatsächlich weist der transversale Feldverlauf auch an anderen Punkten entlang der Elektronenstrahlachse eine ähnliche Asymmetrie auf.

Dafür könnten zwei Ursachen in Betracht kommen:

Eine Abschätzung zeigt, daß man eine solche Asymmetrie erhalten würde, wenn die magnetische Mittelachse des Undulators von der mechanischen in horizontaler Richtung um 1-2 mm abweicht, oder aber die beiden Träger der Magnetstruktur zueinander um etwa 1.6 mrad um die Längsachse verkippt wären. Diese Hypothesen müssen durch weitere Betriebstests mit dem Undulator überprüft werden.

Mit der Integrationsspule wurde außerdem das Feldintegral jedes Magnetpols und jeder einzelnen Periode entlang der Elektronenstrahlachse

gemessen. Die Feldintegrale der einzelnen Pole bzw. Perioden variierten bei allen Gaps um weniger als 2 %. Hier hätte man nach den Sortierergebnissen einen noch niedrigeren Wert (etwa 0.1–0.2 %) erwarten dürfen. Eine kurze Abschätzung zeigt, daß sich die beobachtete Diskrepanz nicht allein mit mechanischen Toleranzen der Magnete oder Positionierungengenauigkeiten beim Einbau erklären läßt.

Die Ursache dafür muß vielmehr in lokalen Inhomogenitäten des REC-Materials, die durch den Sinterprozeß bei der Herstellung bedingt sind, gesucht werden. Magnetblöcke, deren mit der Helmholtz-Spule gemessenes integrales magnetisches Moment gleich ist, erzeugen im Nahbereich z.T. beträchtlich unterschiedliche magnetische Felder. Um dies zu untersuchen wurde an einigen Magnetblöcken mit einer Hallsonde das magnetische Feld 7 mm oberhalb der Stirnfläche des Magneten in der Mitte und in der Nähe beider Ecken gemessen.

Abb. II.18:

Feldverteilung 7 mm über der Stirnseite eines SmCo_5 -Magnetblocks. Es sind drei Blöcke mit annähernd gleichem Gesamtmoment von $54.8 \pm 0.1 \text{ Tm}^3$ dargestellt.

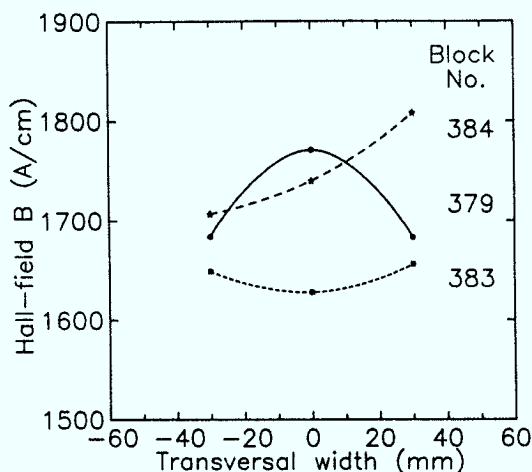


Abb. II.18 veranschaulicht die Ergebnisse einer solchen Messung an drei verschiedenen Magnetblöcken, deren magnetisches Gesamtmoment innerhalb von 0.2 % gleich ist. Das Hallfeld in der Mitte des Magneten unterscheidet sich hingegen bis zu 8 %. Da der Elektronenstrahl hauptsächlich das Feld in der Mittelebene der Magnetblöcke sieht, kann dies erklären, warum im realen Feldverlauf größere Streuungen auftreten als nach den theoretischen Berechnungen zu erwarten waren.

Abschließend kann man sagen, daß die durchgeführten Magnetfeldmessungen eine sehr gute Charakterisierung des Undulatorfeldes ermöglichten. Die Ursache dafür, daß in einigen Punkten die vorherberechnete Feldqualität nicht ganz erreicht wurde, ist vermutlich zu einem großen Teil in herstellungsbedingten magnetischen Inhomogenitäten des REC-Materials zu suchen. Erste Erfahrungen mit dem Undulator und seinen Auswirkungen auf den Betrieb des BESSY-Speicherrings /34, 35/ stehen im Einklang mit den gefundenen Feldeigenschaften.

Inwieweit die Feldqualität einen Einfluß auf die Strahlungseigenschaften des Undulators hat, soll u.a. im folgenden Abschnitt untersucht werden.

5. Strahlungscharakteristik des BESSY-Undulators

Nach Fertigstellung des Undulators Ende 1986 erfolgte im Februar 1987 der Einbau in den BESSY-Speicherring.

Trotz der kleinen Emittanz des Elektronenstrahls im BESSY-Speicherring, die den 'closed orbit' sehr empfindlich gegen äußere Störungen, wie sie z. B. durch den Betrieb eines solchen Multipolwigglers hervorgerufen werden können, macht, konnte der Wiggler nicht zuletzt dank seiner guten Feldqualität schon im April erstmals erfolgreich in Betrieb gesetzt werden. Geringfügige Effekte auf den gespeicherten Elektronenstrahl im Ring wurden zwar festgestellt (siehe auch vorangegangenen Abschnitt), konnten jedoch durch die hierfür vorgesehenen Korrektursysteme ohne Schwierigkeiten kompensiert werden.

Den Abschluß der Beschreibung des Aufbaus dieser neuartigen und höchst leistungsfähigen Synchrotronstrahlungsquelle soll ein erster Überblick über die Strahlungseigenschaften des neuen Undulators in Verbindung mit dem zugehörigen ebenfalls neu aufgebauten TGM5-Strahlrohr bilden. Außerdem sollen anhand einiger Beispiele die tatsächlich erreichten mit den vorausberechneten Strahlungseigenschaften verglichen werden.

Da neben dem Aufbau eines Undulators erste spinaufgelöste Photoemissionsexperimente mit Undulatorstrahlung Gegenstand dieser Arbeit waren, muß an dieser Stelle auf eine ausführlichere Analyse der Spektraleigenschaften des neuen Undulators verzichtet werden. Eine umfassende Studie ist jedoch in Vorbereitung /39/.

5.1 Das TGM 5-Strahlrohr

Abb. II.19. zeigt eine schematische Skizze des gesamten Undulator-Strahlrohrs TGM5.

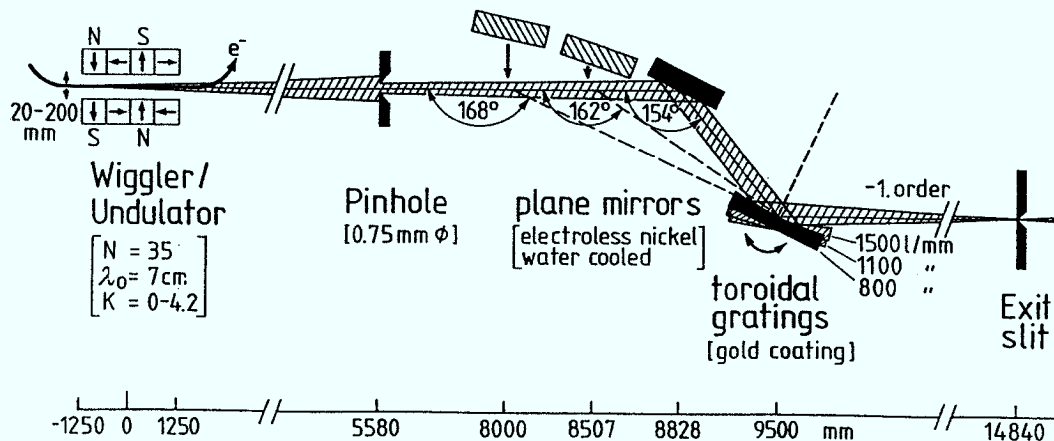


Abb. II.19: Schematische Sisse des TGM-5 Strahlrohres /36/.

Kernstück ist ein Toroidgittermonochromator (TGM) bestehend aus drei verschiedenen Toroidgittern mit unterschiedlicher Liniendichte (800, 1100 und 1500 Linien/mm), die wahlweise in den Strahlengang gebracht werden können. Alle Gitter arbeiten in -1. Ordnung.

Sie sind jeweils für verschiedene Energiebereiche hinsichtlich Transmission und Energieauflösung optimiert und so aufeinander abgestimmt, daß insgesamt ein Energiebereich von 15 bis 300 eV für Experimente zur Verfügung steht.

Das ist gleichzeitig der Bereich, in den auch der Undulator den überwiegenden Teil seiner Leistung abstrahlt.

Zu jedem Gitter gehört ein separater Vorspiegel, der die Synchrotronstrahlung des Undulators unter dem richtigen Einfallswinkel auf das entsprechende Gitter lenkt.

Die wesentlichen Parameter des Monochromators sind in Tabelle 5 zusammengefaßt.

Tab. II.5: Daten des TGM-5 Monochromators

	1	2	3
Lines/mm	800	1100	1500
Angle (deg.)	154°	162°	168°
Energy range (eV)	15-60	50-190	180-300
Resolution (E/ΔE)	900-400	600-250	400-250

For source size: $\sigma_x = 0.5 \text{ mm}; \sigma_y = 0.5 \text{ mm}$
 $\alpha_x = 0.40 \text{ mrad}; \alpha_y = 0.25 \text{ mrad}$

Arm lengths: $r_a = 9500 \text{ mm}; r_b = 5340 \text{ mm}$

Der Monochromator besitzt zwar einen Austrittsspalt, jedoch keinen realen Eintrittsspalt. Letzterer ist entbehrlich, da der emittierende Elektronenstrahl einen kleinen Querschnitt hat (ca. 0.1 mm^2) und die Undulatorstrahlung von Natur aus nur einen sehr kleinen Öffnungswinkel besitzt. So strahlt der Undulator bei einem Gap von 40 mm ($K = 1.72$) nur in einen Raumwinkel von der Größe

$$\Omega = \alpha_v \times \alpha_h$$

mit $\alpha_v = \pm \frac{1}{\gamma} = \pm 0.7 \text{ mrad (vertikal)}$

und
$$\alpha_h = \pm \frac{1}{\gamma} \sqrt{1 + \frac{K^2}{2}} = \pm 1.1 \text{ mrad (horizontal)}.$$

Wie man sieht, ist der vertikale Öffnungswinkel konstant, während der horizontale ausgehend vom Minimalwert $\frac{1}{\gamma}$ mit zunehmendem K anwächst, was anschaulich durch die stärkere Transversalbewegung der Elektronen bei hohen K-Werten verständlich wird.

Die Winkelakzeptanz ist beim TGM5 durch die Größe der einstellbaren Aperturblenden vor Vorspiegel und Gitter bestimmt. Sie beträgt in horizontaler Richtung bei voller Ausleuchtung der optischen Elemente etwa 1.3 mrad.

In vertikaler Richtung hängt sie von der maximalen Ausleuchtung der optischen Komponenten ab, d. h. vom Ablenkwinkel des jeweiligen Gitters bzw. des zugehörigen Vorspiegels. Man erhält etwa 1.2 mrad für das Gitter mit 800 1/mm, 0.9 mrad für 1100 1/mm und 0.6 mrad für 1500 1/mm.

Das reicht mit Ausnahme von sehr kleinen Gaps ($K > 2$) aus, um die gesamte Undulatorstrahlung mit dem Monochromator zu erfassen.

Außerdem besteht die Möglichkeit durch zwei wassergekühlte Lochblenden von 1.5 mm und 0.75 mm Durchmesser den Beobachtungswinkel auf 0.13 mrad bzw. 0.065 mrad einzuschränken.

Da die Undulatorstrahlung eine starke Winkeldispersion aufweist, kann diese für Strahlungsdiagnose sowie für einige andere Anwendungen sinnvoll eingesetzt werden. Bei allen Spektren, die ohne Lochblende aufgenommen wurden, ist im folgenden als Mittelwert der Akzeptanzwinkel mit $\pm 1 \times 1$ mrad angegeben.

Die Austrittsspaltbreite betrug für alle Messungen standardmäßig 1 mm. Geht man zu kleineren Spaltbreiten, so nimmt die Intensität proportional zur Spaltbreite ab, während die Auflösung nur noch geringfügig ansteigt.

Die eingestellte Spaltbreite wurde als das Optimum bezüglich Auflösung und Fluß ermittelt. In diesem Falle hat man eine Auflösung zwischen 70 meV bei 30 eV Photonenenergie und etwa 700 meV bei 300 eV /36/.

Die Energieeichung des Monochromators erfolgte in der üblichen Weise über die Messung gut bekannter Absorptionskanten (z.B. Al-L₃).

5.2 Strahlungseigenschaften des BESSY-Undulators

Bei der folgenden Untersuchung standen zwei Fragestellungen im Vordergrund.

1. Welche Photonenflüsse und welche Strahlungseigenschaften kann der Experimentator am neuen U/W-Strahlrohr erwarten?
2. Inwieweit stimmt das tatsächliche Synchrotronstrahlungsspektrum des Undulators qualitativ und quantitativ mit den theoretischen Voraussetzungen /12/ überein?

Wie bereits erwähnt, ist es nicht Ziel der vorliegenden Arbeit umfassende Antworten auf alle damit zusammenhängenden Fragen zu geben. Vielmehr ist an einen ersten Überblick gedacht, dem selbstverständlich detaillierte Untersuchungen auch im Hinblick auf den weiteren Einsatz von Strahlungsquellen dieser Art folgen müssen.

Es sollen daher im folgenden nur die wichtigsten Strahlungseigenschaften des Undulators an einigen Spektren exemplarisch erläutert werden. Alle Spektren wurden hinter dem Austrittsspalt des Monochromators mit einer konventionellen Gold-Diode bzw. einem Ag(100)-Einkristall als Photodetektor aufgenommen. Der absolute Photonenfluß ergibt sich aus dem gemessenen Photostrom unter Berücksichtigung der spektralen Photoelektronenausbeute der verwendeten Photokathode. Für Gold ist diese recht genau bekannt /41/. Der verwendete Silberkristall wurde gegen den Gold-Detektor geeicht.

5.2.1 Der spektrale Photonenfluß am TGM 5

Einen ersten Eindruck des spektralen Photonenflusses am TGM 5 vermittelt Abb. II.21. Der Undulator wurde bei einer Gapweite von 40 mm betrieben, was einem K-Wert von 1.72 entspricht.

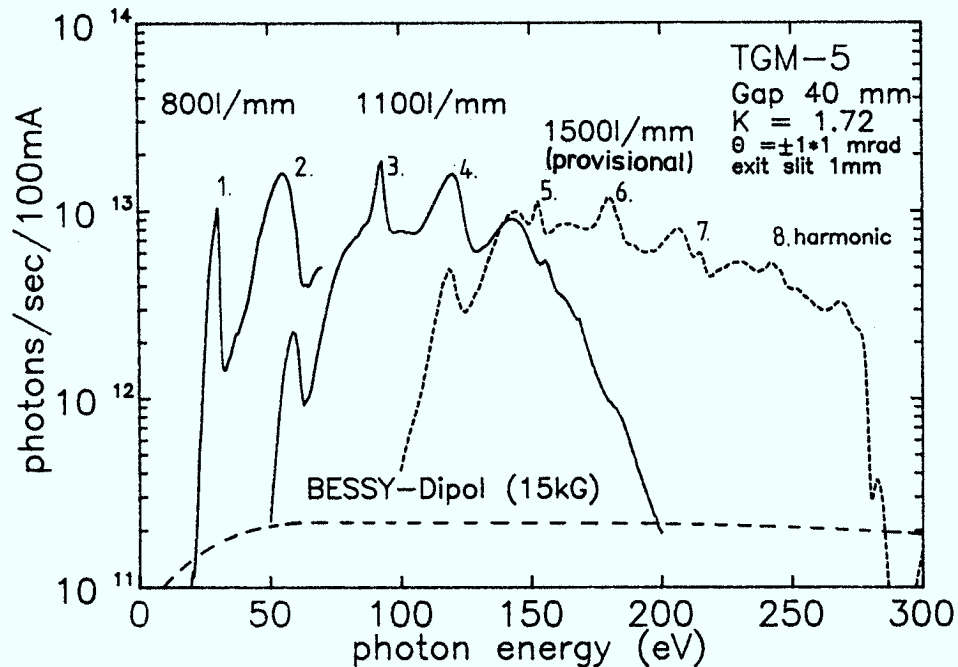


Abb. II.21: Spektraler Photonenfluß am TGM-5 für alle drei Gitter bei 40 mm Gap und maximaler Apertur.

Gezeigt ist der Photonenfluß für alle drei Toroidgitter über den gesamten Spektralbereich bei maximaler Akzeptanz von ca. 1×1 mrad. Da das Hochenergiegitter (1500 l/mm) noch nicht endgültig justiert war, wurden in diesem Energiebereich zum damaligen Zeitpunkt nicht die erreichbaren Photonenintensitäten erzielt. In Abb. II.21 ist aus Gründen der Darstellung jedoch der gemessene Fluß den theoretisch zu erwartenden Werten angeglichen worden. Dieser Teil des Spektrums ist daher gestrichelt dargestellt.

Man sieht deutlich, daß die Transmission aller drei Gitter außerhalb ihres optimierten Energiebereichs sehr rasch abnimmt. Der starke Einbruch bei etwa 280 eV ist zudem auf Kohlenstoffverunreinigungen der optischen Elemente zurückzuführen. Wählt man aber in jedem Energiebereich das optimale Gitter, so steht am TGM5 über dem gesamten Spektralbereich von 20-300 eV ein Photonenfluß von etwa 10^{13} Photonen /sec/ 100 mA Ringstrom zur Verfügung. Auf Einheitsbandbreite (i.a. 1 %) normiert ist der spektrale Fluß damit um etwa einen Faktor 100 größer als an den anderen TGM-Strahlrohren der Dipolmagnete (z.B. TGM 2, /42/).

Außerdem läßt Abb. II.21 gut erkennen, daß das Undulatorspektrum aus einzelnen Harmonischen besteht. Da ihre langwelligen Ausläufer sehr weit reichen, mißt man bei voller Apertur auch zwischen den einzelnen Harmonischen nicht unerhebliche Photonenintensitäten. In Abb. II.21 lassen sich insgesamt 9 Harmonische identifizieren. Ihre Energie ist jeweils ein Vielfaches der Grundenergie der 1. Harmonischen und wird, wie bereits in Kap. II.1 erläutert, durch die Interferenzbedingungen vorgegeben. Die höheren Harmonischen sind dabei weniger ausgeprägt und werden teilweise durch Beiträge höherer Ordnungen des Gitters (z. B. 2. Ordnung der 9., 11, 13,... etc. Harmonischen) überlagert. Das Verändern des K-Wertes z. B. durch Variation der Gapweite des Undulators verschiebt die Energie der Harmonischen. Auf diese Weise kann die Emissionscharakteristik des Undulators und insbesondere der Bereich maximalen Photonenflusses den Erfordernissen des jeweiligen Experiments angepaßt werden. Einen Überblick über den Zusammenhang zwischen Gapweite und Grundenergie der 1. Harmonischen gibt Tabelle II.6.

Die obere Grenzenergie für die 1. Harmonische liegt für den BESSY-Undulator bei etwa 75 eV. Da Photonenfluß und Brilliance der 1. Harmonischen bei Gaps größer als 60 mm (entspricht Energien über 62 eV) stark abnehmen (siehe Abb. II.1), bedient man sich für Experimente oberhalb von 60 eV zweckmäßigerweise der Strahlung höherer Harmonischer.

Tab. II.6: **Energie der 1. Harmonischen und K-Parameter**
als Funktion des Undulatorgaps bei 750 MeV ($\gamma = 1468$)

Gap (mm)	K-Parameter	Energie der 1. Harmonischen (eV)
20	4.231	7.78
30	2.703	16.63
40	1.718	31.27
50	1.089	48.57
60	0.690	62.51
70	0.437	70.66
80	0.276	74.55

Schränkt man den Akzeptanzwinkel durch eine Aperturblende ein, die sich genau auf der Undulatorachse befindet, so filtert man von jeder Harmonischen nur die achsennahen Strahlen aus. Wegen der Interferenzeigenschaften des Undulators (Gl. II.11) kommen diese aus einem sehr eng begrenzten Frequenzintervall. Als Folge davon erhält man scharfe Peaks von den ungeraden Harmonischen, während die Intensität der geraden Harmonischen aufgrund ihrer anderen Winkelabhängigkeit abgeschwächt wird. Abb. II.22 zeigt den gleichen Photonenenergiebereich wie in Abb. II.21, jedoch durch eine Aperturblende von 0.065 mrad Öffnungswinkel betrachtet.

Die Halbwertsbreite der Peaks ist bei diesem Öffnungswinkel nur noch durch die natürliche Linienbreite bestimmt, die durch Gl. II.16 gegeben ist, und beträgt einige eV. Für Experimente, in denen es nicht auf eine gute Energieauflösung ankommt, kann daher Undulatorstrahlung sogar ohne Monochromator benutzt werden.

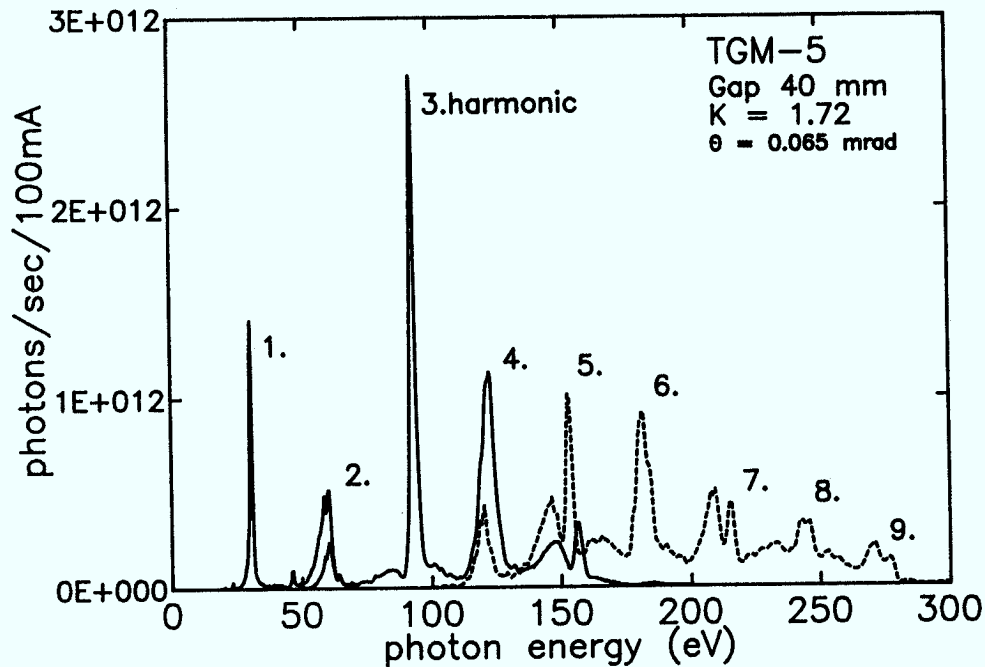


Abb. II.22: Spektraler Photonenfluß am TGM-5 für alle drei Gitter bei 40 mm Gap mit Lochblende ($\theta = 0.065$ mrad).

Erhöht man den K-Parameter durch Verkleinern des Undulatorgaps auf Werte deutlich über $K = 1$, so stößt man in den sogenannten Wigglerbereich vor. Die Energie der 1. Harmonischen wird zu sehr kleinen Photonenenergien verschoben, der Undulator strahlt zunehmend Intensität in höhere Harmonische und der Abstand zwischen den einzelnen Harmonischen verringert sich so weit, daß schließlich das Spektrum in ein Quasikontinuum übergeht.

Diesen Fall zeigt Abb. II.23. Das Magnetgap beträgt nur 25 mm ($K = 3.4$), die 1. Harmonische liegt damit bei 11.5 eV. Das Spektrum ist sehr glatt und ähnelt dem eines Dipolmagneten (gestrichelt). Lediglich der Fluß ist bei vergleichbarem Akzeptanzwinkel etwa um einen Faktor $2N$ (N = Zahl der Wigglerperioden) größer. Der gemessene Intensitätsverlauf gibt nun im

wesentlichen ein Abbild der Transmissionfunktion des Gitters. Selbst bei Beschränkung auf achsennahe Strahlung durch Verwendung einer Aperturblende sind einzelne Harmonische kaum noch voneinander zu trennen.

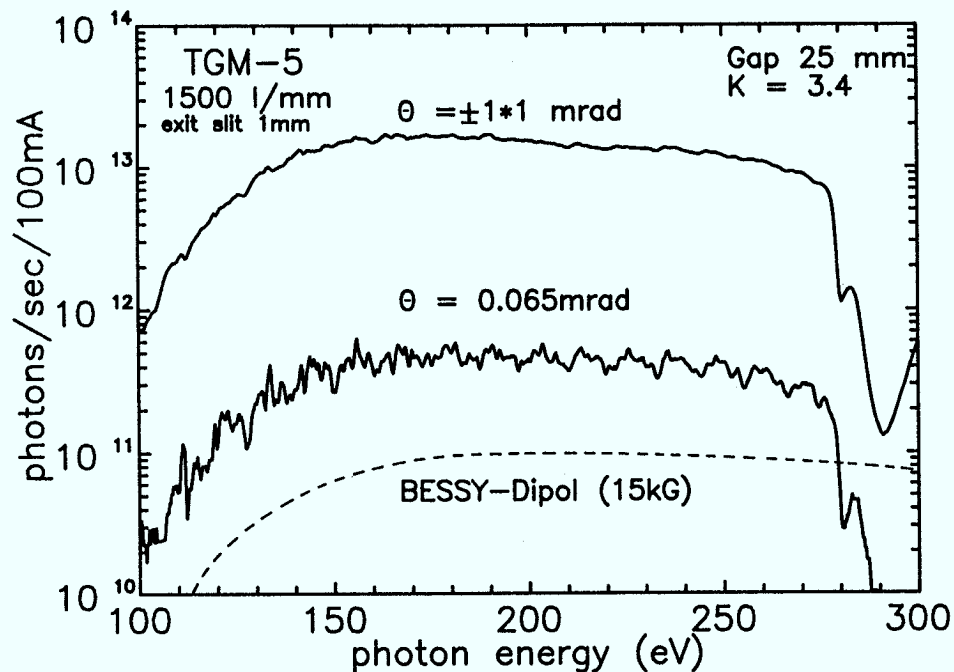


Abb. II.23: Spektraler Photonenfluß für den Wigglerfall ($K=3.4$) mit und ohne Lochblende.

Nach diesem ersten Überblick sollen im folgenden die Raumwinkelverteilung und die K-Abhängigkeit der Undulatorstrahlung näher untersucht werden.

5.2.2 Winkelabhängigkeit der Undulatorstrahlung

Zunächst wurde die Winkeldispersion der Undulatorstrahlung mit Hilfe der beiden Lochblenden untersucht. Mit ihnen läßt sich ein enges Strahlenbündel mit einem halben Öffnungswinkel von 0.13 mrad bzw. 0.065 mrad aus der Gesamtstrahlungskeule ausblenden.

Liegt die Blende exakt auf der Undulatorachse, so filtert man für jede

Harmonische den Zentralanteil heraus. Wegen der Winkelabhängigkeit der Wellenlänge

$$\lambda_k = \frac{\lambda_0}{2k\gamma} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (11)$$

ist dies gerade der kurzwellige Anteil. Man erkennt daran ferner, daß jede Harmonische eine scharf definierte obere Grenzenenergie besitzt, und diese genau auf der Achse ($\theta = 0$) abgestrahlt wird.

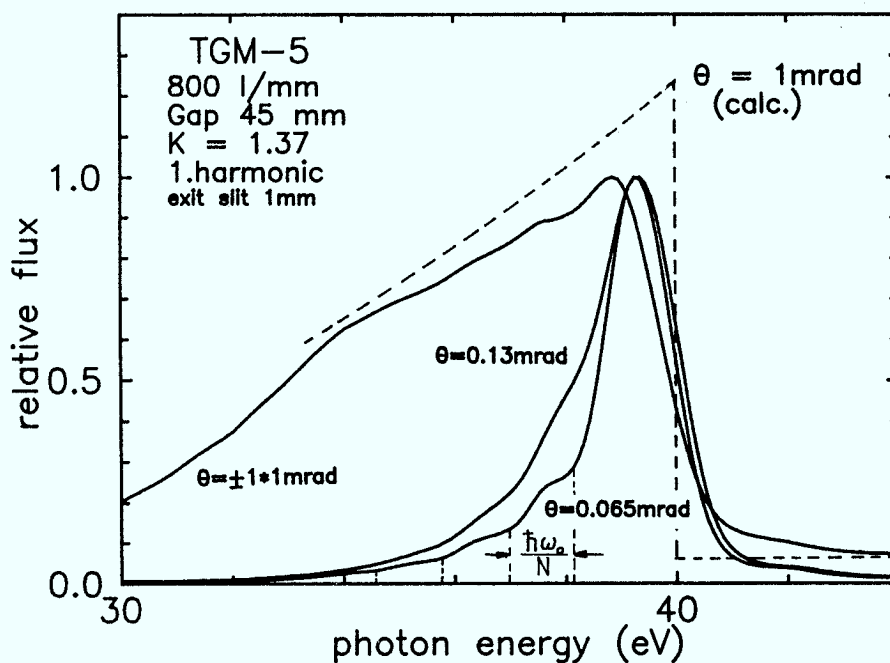


Abb. II.24: Spektraler Photonenfluß der 1. Harmonischen bei 45 mm Gap und verschiedenen Aperturöffnungen

Abb. II.24 zeigt das Spektrum der 1. Harmonischen bei 45 mm Gap ($K = 1.37$) mit und ohne Lochblende. Die Intensität der Spektren wurde dabei auf das Maximum normiert. Die Spektren mit und ohne Lochblende unterscheiden sich deutlich. Bei großem Akzeptanzwinkel gibt es nicht nur einen breiten Ausläufer zu niedrigen Energien hin, sondern auch jenseits

der Grenzenergie nichtverschwindende Intensitäten. Sie rühren von den langwelligen Ausläufern der 2. Harmonischen her. Gestrichelt eingezeichnet ist der theoretische Verlauf des Spektrums im Grenzfall sehr großer Periodenzahlen ($N \rightarrow \infty$). Dies entspricht der Näherung der Spektralfunktion durch eine δ -Funktion wie in Gl. II.16. In diesem Fall bekommt man entsprechend der Funktion $G_k(K, \theta, \varphi)$ (s. Gl. II.13) einen gleichmäßig ansteigenden Verlauf des Spektrums mit einem ideal scharfen Abfall bei der oberen Grenzenergie, oberhalb der die 1. Harmonische keine Strahlung mehr emittiert. Die obere Grenzenergie liegt gemäß Gl. II.11 für $K = 1.37$ bei $E_o = 39.97$ eV.

Im Falle einer endlichen Anzahl von Undulatorperioden muß diese Kurve mit der spektralen Verbreiterungsfunktion $H_k(\omega/\omega_1)$ (Gl. II.14) gefaltet werden, was zu dem beobachteten Verschmieren der Kante, d.h. zu einem Intensitätsgewinn oberhalb und einem Verlust unterhalb der Kante führt. Das Intensitätsmaximum verschiebt sich dabei um etwa $\hbar\omega/N$ zu niedrigeren Energien /43/:

$$E_{\max} \approx E_o \left(1 - \frac{1}{N}\right) = 0.97 \cdot E_o = 38.8 \text{ eV}$$

In einigen eV Abstand von der Kante nähern sich beide Kurven asymptotisch. Die Einschränkung des Akzeptanzwinkels auf 0.13 mrad führt dazu, daß der langwellige Anteil der Harmonischen weitgehend unterdrückt wird. Man erhält nur noch ein relativ schmalbandiges Emissionsspektrum.

Der Öffnungswinkel von 0.13 mrad ist nur unwesentlich größer als die natürliche Winkeldivergenz, die bei $K = 1.37$ gemäß Gl. (II.18) etwa 0.11 mrad beträgt. Reduziert man die Akzeptanz unter diesen Wert, so läßt sich die Breite der Strahlungspeaks nicht mehr weiter verringern, da aufgrund der Spektralfunktion H_k eine natürliche Linienbreite von $\frac{1}{k \cdot N}$ nicht unterschritten werden kann.

Aus Abb. II.24 bestimmt man die Halbwertsbreite $\Delta E/E$ zu 0.037 im

Unterschied zu dem theoretischen Wert von $\Delta E/E = \frac{1}{N} = 0.029$. Der Unterschied beruht im wesentlichen auf der endlichen Emittanz des BESSY-Elektronenstrahls. Berücksichtigt man diese näherungsweise durch eine Gaußsche Faltung, so erhält man 0.035 mrad Halbwertsbreite. Hierbei sind Imperfektionen im Magnetfeldverlauf noch nicht berücksichtigt, die ebenfalls zu einer Linienverbreiterung führen. Die Auflösung des Monochromators ($\Delta E/E > 300$) spielt dagegen bei einer Halbwertsbreite von einigen eV keine Rolle.

Besonders bei Verwendung der kleineren Lochblende sieht man ferner deutlich ausgeprägte Nebenmaxima, die rasch an Intensität verlieren. Ihr Abstand beträgt $\frac{1}{N} \cdot E_0$. Sie entsprechen den Nebenmaxima in der Spektralfunktion H_k .

Auch die geraden Harmonischen emittieren den kurzwelligen Strahlungsanteil in achsennahe Bereiche. Hier nimmt jedoch die Intensität zur Undulatorachse hin stark ab und man sollte im Falle eines ideal punktförmigen Elektronenstrahls (zero emittance) direkt auf der Achse keine Emission von geraden Harmonischen haben (s. Kap. II.1). Gerade Harmonische weisen daher abgerundete hochenergetische Seiten auf im Gegensatz zu den steilen Flanken der ungeraden Harmonischen.

Die gestrichelte Kurve in Abb. II.25 zeigt die erste und zweite Harmonische bei 40 mm Gap ($K = 1.72$). Das Intensitätsverhältnis der beiden Harmonischen ist dabei stark von der unterhalb von 40 eV abnehmenden Transmission des Monochromators beeinflusst.

Begrenzt man die Akzeptanz durch eine Lochblende auf 0.065 mrad um das Zentrum der Undulatorachse, so nimmt die Intensität im Bereich der 2. Harmonischen drastisch ab (durchgezogene Kurve). Aus Gründen der besseren Darstellung wurde dieses Spektrum um einen Faktor 3 vergrößert dargestellt.

Aufgrund der Blendengröße und wegen der endlichen Emittanz des Elektronenstrahls verschwindet die Intensität der 2. Harmonischen jedoch

nicht vollständig.

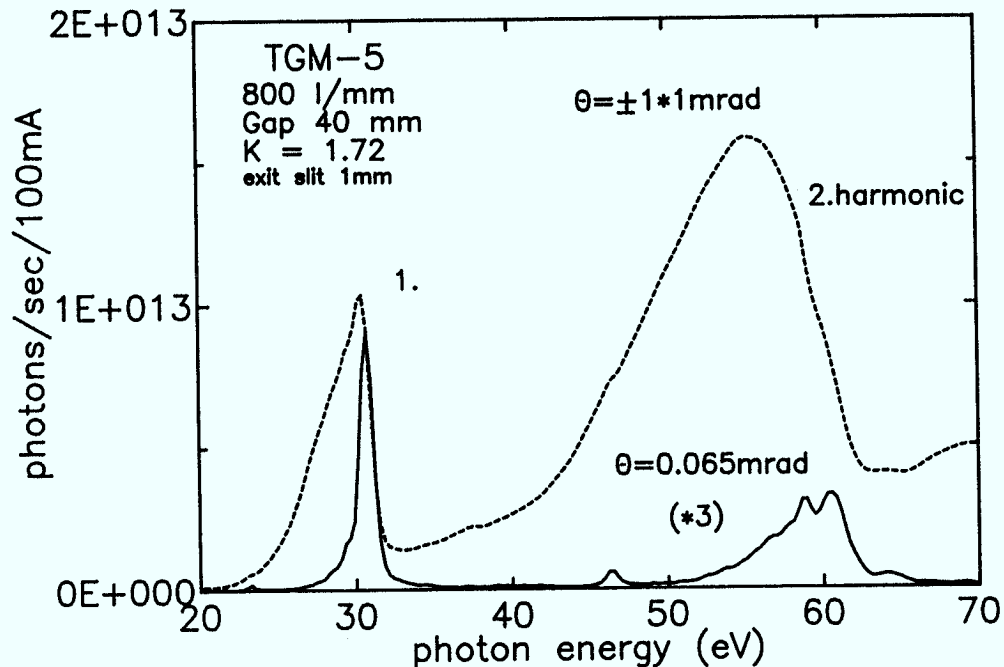


Abb. II.25: Spektraler Photonenfluß der 1. und 2. Harmonischen bei 40 mm Gap für verschiedene Akzeptanzwinkel.

Die kleinen Strukturen bei ca. 23.3 eV und 46.5 eV, die offensichtlich von höheren Ordnungen des Gitters herrühren, treten bei Einschränkung der Apertur deutlicher hervor. Sie sollten daher auf ungerade Harmonische zurückzuführen sein. In der Tat können sie als 2. und 4. Ordnung der 3. Harmonischen identifiziert werden.

Weitere Informationen über die Winkelabhängigkeit der Undulatorstrahlung gewinnt man, wenn man die kleine Lochblende in Richtung der horizontalen und vertikalen Achse verschiebt und damit die Emission in verschiedene Raumwinkel beobachtet. Abb. II.26a) und b) zeigt die Resultate für die 1. Harmonische bei einer Gapweite von 55 mm. Der Fluß in den Raumwinkel nimmt mit zunehmendem Beobachtungswinkel θ ab im Einklang mit der Abnahme der Brightness gemäß Gl. II.13. Dabei wird die Wellenlängenverteilung breiter und die Nebenmaxima werden undeutlicher.

Die Energie des Intensitätsmaximums verschiebt sich zu niedrigeren Photonenenergien, was erneut belegt, daß der hochenergetische Anteil der Undulatorstrahlung auf der Achse zu finden ist.

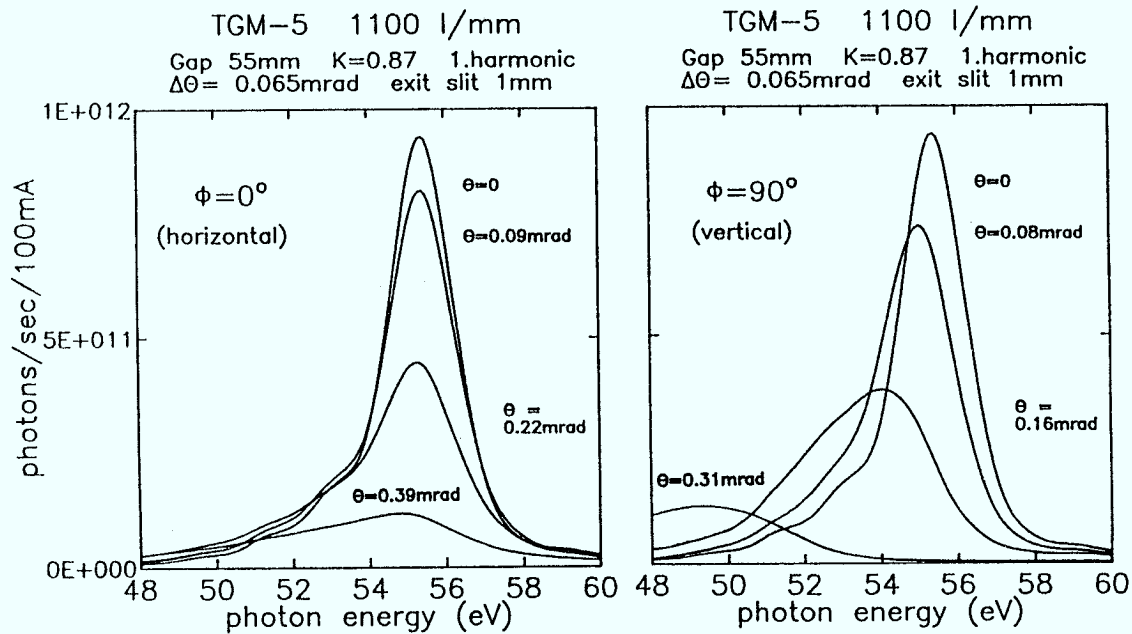


Abb. II.26: Fluß der 1. Harmonischen hinter einer Aperturblende (Öffnungswinkel $\theta = 0.065 \text{ mrad}$) in Abhängigkeit vom Polarwinkel für zwei verschiedene Azimuthwinkel:
a) $\phi = 0^\circ$ (horizontal) , b) $\phi = 90^\circ$ (vertikal)

In Abb. II.28 auf Seite 58 ist die Energie des Maximums als Funktion des Beobachtungswinkels θ für die beiden Achsenrichtungen dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht der theoretischen Winkelabhängigkeit gemäß der bekannten λ -Formel (Gl. (II.11)).

Während die Winkeldispersion in vertikaler Richtung ($\phi = 90^\circ$) recht gut mit Gl. (II.11) übereinstimmt, findet man in horizontaler Richtung eine schwächere Winkelabhängigkeit. Dies steht offensichtlich im Widerspruch zur Zylindersymmetrie von Gl. (II.11) und wird durch die Emittanz des Elektronenstrahls verursacht, dessen Divergenz in horizontaler Richtung etwa $\sigma_x = 0.13 \text{ mrad}$ beträgt, in vertikaler Richtung dagegen nur $\sigma_y = 0.018 \text{ mrad}$.

Da die Brightness des Undulators in horizontaler Richtung sehr rasch mit θ abnimmt [11], wird das Intensitätsspektrum entlang dieser Achse bei nicht zu großen Winkeln immer noch von Photonenenergien nahe der Maximalenergie dominiert. In vertikaler Richtung hingegen hat man eine vergleichsweise geringe Winkeldivergenz des Elektronenstrahls und eine schwächere Abnahme in der Brightness. In dieser Richtung stimmt das Winkelverhalten daher recht gut mit dem im Falle eines ideal punktförmigen Elektronenstrahls überein.

Wegen der Winkeldispersion der Undulatorstrahlung läßt sich die Lochblende mit großer Genauigkeit auf die Undulatorachse positionieren, indem man nach dem Maximum der Photonenenergie einer ungeraden Harmonischen sucht. Eine Justierung der nachfolgenden optischen Komponenten bezüglich der Undulatorachse kann dann leicht vorgenommen werden.

5.2.3 K-Abhängigkeit

Die K-Abhängigkeit der Undulatorstrahlung läßt sich ebenfalls gut unter Verwendung der Lochblende studieren. Dazu wurde die Lochblende genau auf die Achse des Undulators positioniert (d. h. $\theta = 0$) und bei verschiedenen Gaps das Strahlungsspektrum beobachtet. Abb. II.27 zeigt, daß mit zunehmender Gapweite (entspricht abnehmendem K-Parameter) die Photonenenergie des Zentralstrahls anwächst. Die zugehörige Wellenlänge weist in der Tat eine K^2 -Abhängigkeit auf, wie von Gl. (II.11) gefordert wird. Bezieht man sich jeweils auf die Wellenlänge bei der halben Höhe der hochenergetischen Flanke, so entsprechen diese den theoretischen Werten (siehe Abb. II.28 b).

Die natürliche Winkeldivergenz der 1. Harmonischen ist für alle K-Werte deutlich größer als der Akzeptanzbereich der Aperturblende von 0.065 mrad. Die Halbwertbreite der Peaks in Abb. II.27 wird daher im wesentlichen durch den natürlichen Öffnungswinkel der Undulatorstrahlung und durch die Divergenz des Elektronenstrahls bestimmt. Die gemessene Halbwertsbreite in Abhängigkeit von K ist ebenfalls in Abb. II.28 b

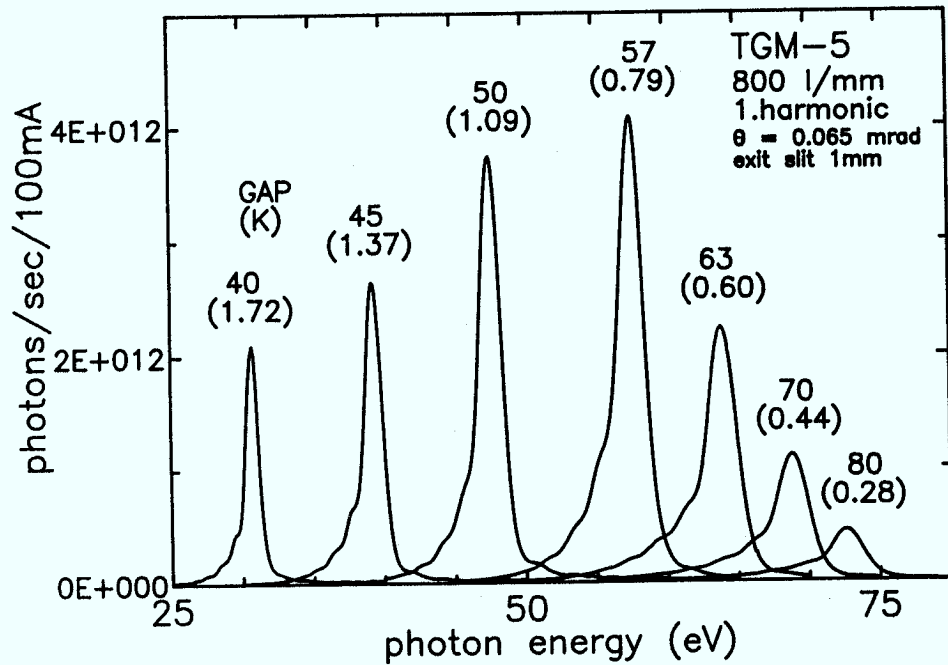


Abb. II.27: Spektraler Photonenfluß der 1. Harmonischen für verschiedene K-Werte gemessen hinter der kleinen Lochblende

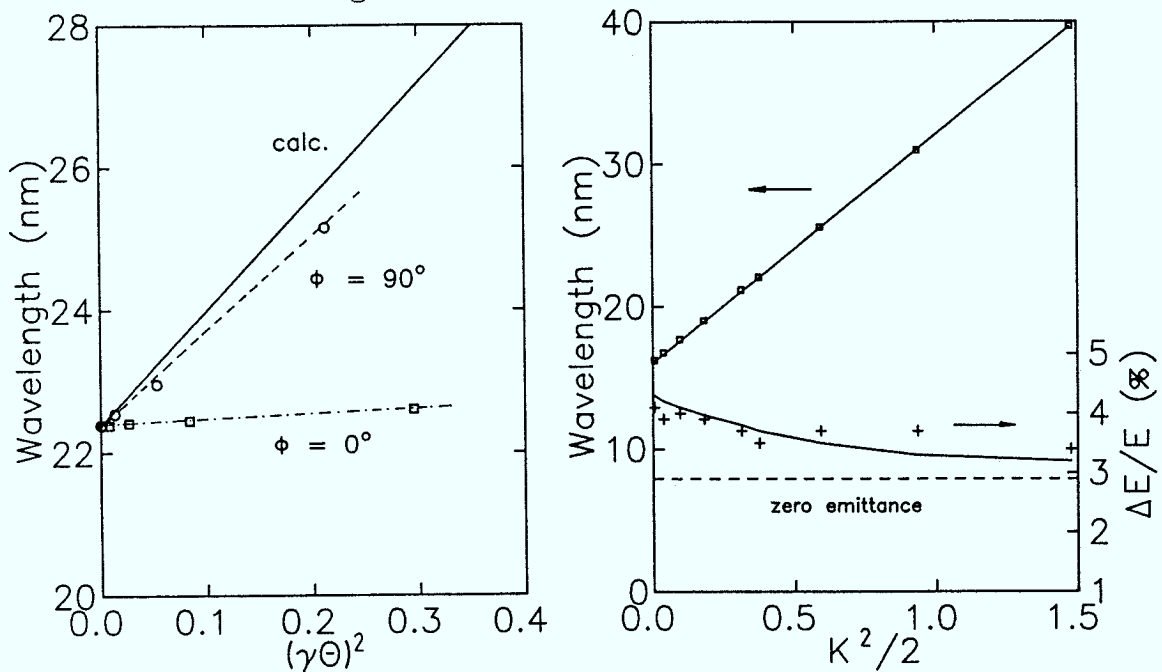


Abb. II.28 : a) Gemessene Polarwinkelabhängigkeit der Wellenlänge der 1. Harmonischen für zwei verschiedene Azimuthwinkel ($\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$). Die durchgezogene Linie entspricht Gl. II.11.
b) Wellenlänge und zugehörige Linienbreite als Funktion des K-Parameters.

aufgetragen. Zum Vergleich ist zum einen die natürliche Linienbreite für den Fall eines punktförmigen Elektronenstrahls (gestrichelt) und zum anderen die Linienbreite, die man unter zusätzlicher Berücksichtigung der Emittanzverbreiterung ($\sigma = 0.37$ mm, $\sigma' = 0.12$ mrad) erhält, (durchgezogen) eingezeichnet.

Im letzteren Falle ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Werten durchweg recht gut, wobei für kleinere K-Werte die Linienbreite sogar etwas überschätzt wird.

Auch der absolute Photonenfluß durch eine Lochblende zeigt wegen des Verlaufs der zentralen Brightness eine deutliche K-Abhängigkeit. Sie wird in Abb. II.27 zusätzlich von der energieabhängigen Transmission des verwendeten Gitters überlagert.

5.2.4 Vergleich mit berechneten Spektren

Grundlage für einen quantitativen Vergleich der tatsächlichen Strahlungsleistung des Undulators mit vorherberechneten Ergebnissen ist die genaue Kenntnis der Transmissionsfunktion des TGM 5-Strahlrohres.

Einen ungefähren Eindruck vom Verlauf der Transmissionsfunktion kann man aus Messungen des Photonenflusses bei maximalem Undulatorgap von 200 mm erhalten. In diesem Falle verschwindet nämlich die Feldstärke auf der Achse, so daß praktisch keine Undulatorstrahlung erzeugt wird. Die zu beobachtende Reststrahlung wird von den benachbarten Dipolen erzeugt. Da das Dipolspektrum sehr glatt ist und sich der Photonenfluß über den betrachteten Energiebereich nicht stark ändert, spiegelt die am Austrittsspalt gemessene Intensität im wesentlichen die Transmission des Strahlrohres wider (Abb. II.29).

Eine genaue quantitative Bestimmung der Transmission kann z. B. mit Hilfe einer geeichten Lichtquelle (UV-Resonanzlampe o. ä.) anstelle der Synchrotronstrahlung durchgeführt werden.

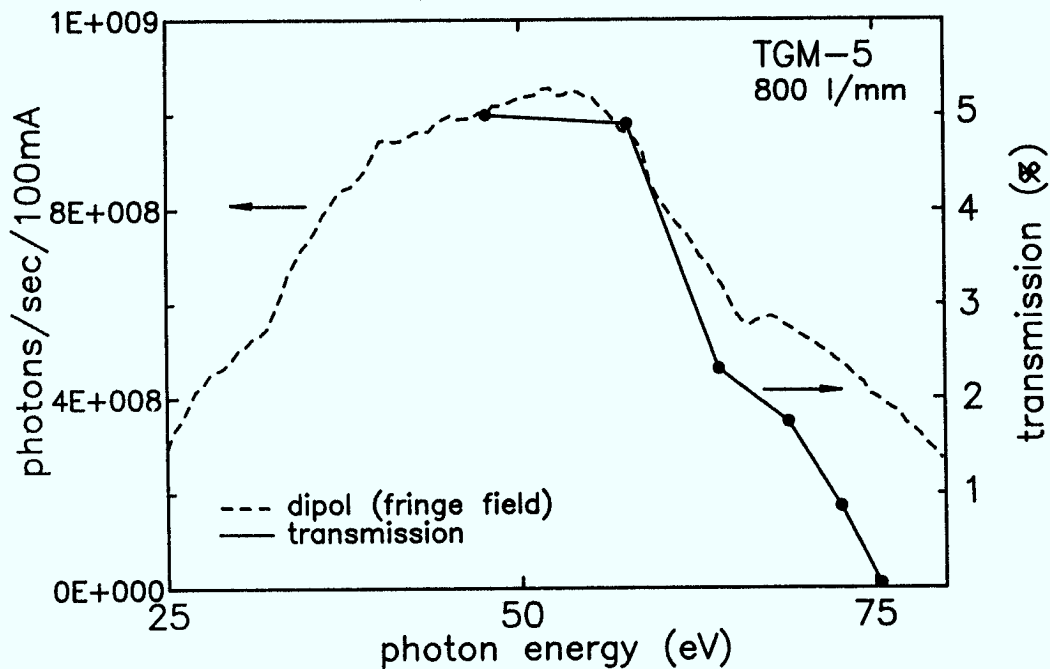


Abb. II.29: Transmission des TGM-5 Strahlrohres im qualitativen Vergleich mit dem Spektrum der benachbarten Dipole.

Im Falle eines Undulators gibt es noch eine weitere Möglichkeit. Man kann die quasimonochromatischen Eigenschaften der Undulatorstrahlung ausnutzen. Gemäß Abb. II.27 erhält man bei Verwendung einer Aperturblende relativ scharfe Linien mit einer Halbwertsbreite von wenigen eV. Mißt man den integralen Photonenfluß einer solchen Linie vor und hinter dem Monochromator, so erhält man direkt die Transmission des Strahlrohres für diese Photonenenergie. Im folgenden wurde auf diese Weise die Transmission des 800-Linien-Gitters für die Photonenenergien der 1. Harmonischen bei Undulatorgaps zwischen 50 und 100 mm bestimmt. Dazu wurde zunächst der integrale Photonenfluß der 1. Harmonischen im direkten Strahl über den Photostrom eines Al_2O_3 -Photodetektors gemessen, dessen Kathodeneffizienz Ref. /41/ entnommen wurde.

Der prozentuale Anteil höherer ungerader Harmonischer am direkt gemessenen Photostrom wurde entsprechend der relativen Größe der zentralen Brightness (Gl. II.20) abgeschätzt. Dies ist möglich, da wegen

des kleinen Öffnungswinkels bei Verwendung der Lochblende nur der zentrale Strahlungsanteil beobachtet wird. Gerade Harmonische hingegen tragen wegen der Aperturblende praktisch nicht zum Photostrom bei (s. Abb. II.25).

Die auf diese Weise ermittelte Transmission des TGM 5-Strahlrohres bei Verwendung des 800-Linien-Gitters ist in Abb. II.29 dargestellt. Sie erreicht bei etwa 50 eV ihr Maximum von etwa 5 %.

Oberhalb von 60 eV nimmt die Transmission merklich ab. Man verläßt dann bereits den optimierten Energiebereich des Gitters gemäß Tabelle 1. Zu Vergleichszwecken ist das bei 200 mm Gap gemessene Dipolspektrum strichliert eingezeichnet. Das Spektrum wurde dabei willkürlich so normiert, daß die Transmission im Bereich von etwa 50 eV mit dem Spektrum übereinstimmt. Beide Kurven zeigen im Prinzip den gleichen Verlauf. Die zunehmenden Unterschiede bei höheren Energien liegen darin begründet, daß der Photonenfluß eines BESSY-Dipols ($B=15$ kG) zwischen 25 und 80 eV nicht konstant ist, sondern um etwa 30 % zunimmt.

Kennt man nun die Transmission des TGM 5-Strahlrohres, so läßt sich direkt ein quantitativer Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Photonenflüssen anstellen. Ein solcher Vergleich soll zum einen eine Vorstellung davon geben, inwieweit der Undulator die vorausberechneten Strahlungseigenschaften erreicht, zum anderen aber auch zeigen, bis zu welcher Grenze sich die Spektraleigenschaften theoretisch überhaupt vorhersagen lassen. Eine analytische Behandlung von Undulatorspektren ist nämlich nur unter vereinfachender Annahme wie idealer Sinustrajektorie und punktförmigem Elektronenstrahl möglich /17, 18/. Der Photonenfluß bei vorgegebener Apertur läßt sich dann durch numerische Integration der Brightness über die Größe der Blendenöffnung berechnen /44/.

Die Berücksichtigung der Emittanz des Elektronenstrahls und des tatsächlichen Magnetfeldverlaufs ist nur unter extrem hohem Rechenaufwand mit komplizierten numerischen Verfahren oder durch Monte-Carlo-Simulation /43/ möglich. In den meisten Fällen begnügt man sich daher bei der

Berechnung von Spektren mit den obigen Idealisierungen.

Abb. II.30 soll an zwei Beispielen den Grad der Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Spektren zeigen.

Der Einfachheit halber soll der quantitative Vergleich nur auf den Energiebereich um 50 eV beschränkt werden. Die Transmission des Strahlrohres kann dann als konstant 5% angesetzt werden. Die Energieauflösung beträgt bei 50 eV etwa 100 meV, die relative Bandbreite somit 0.2 % /36/.

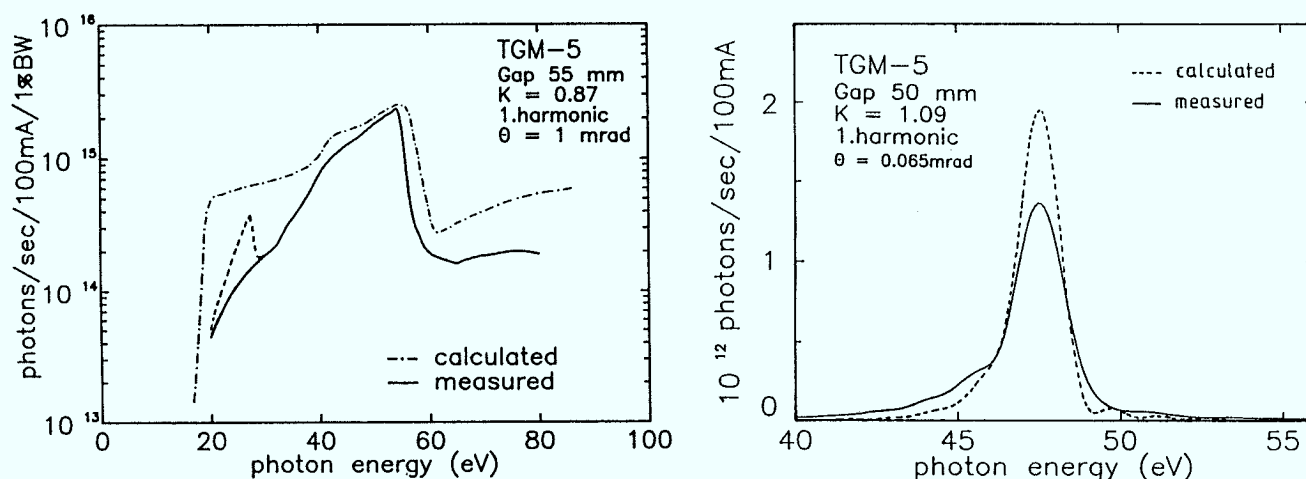


Abb. II.30: Vergleich von gemessenem und berechnetem Photonenfluß für die 1. Harmonische bei einem Akzeptanzwinkel für die Undulatorstrahlung von $\theta = 1$ mrad (a) bzw. $\theta = 0.065$ mrad (b). Für die Transmission des Strahlrohres wurde näherungsweise 5 % angenommen. Die gestrichelte Struktur in (a) ist ein Effekt höherer Beugungsordnungen des Gitters.

Abb. II.30 a zeigt den gemessenen Photonenfluß der 1. Harmonischen bei $K = 0.87$ und maximaler Apertur im Vergleich zum berechneten Spektrum. Der theoretische Photonenfluß im Maximum wird fast erreicht, obwohl die Rechnung weder Emittanz noch Imperfektionen des Magnetfeldes berücksichtigt. Auch die Form des Spektrums stimmt im wesentlichen überein. Abweichungen unterhalb von 40 eV und oberhalb von 60 eV werden

von der Abnahme der Gittertransmission verursacht. Der Peak bei ungefähr 23 eV ist ein Effekt höherer Ordnungen des Gitters.

Die Übereinstimmung gilt nicht mehr für den Fall, daß man eine sehr kleine Aperturblende auf der Strahlachse positioniert. Dies bedeutet eine Beschränkung auf den Teil des Spektrums, der interferenzbedingt ist, so daß nun die Emittanz wieder eine wesentliche Rolle spielt. Sie führt zu einer Verbreiterung und einem merklichen Intensitätsverlust im Interferenzmaximum sowie einem Verschmieren der Nebenmaxima im Vergleich zum theoretischen Idealfall. Berücksichtigt man rechnerisch die Emittanz in Form einer Gauß-Verbreiterung des Elektronenstrahls bzw. seines Divergenzprofils, so erhält man auch hier eine recht gute Übereinstimmung in der Kurvenform und auch in der absoluten Photonenintensität (s. Abb. II.30.b).

Die verbleibenden Unterschiede beruhen weitgehend auf Imperfektionen des realen Magnetfeldverlaufs, die in der Rechnung nicht berücksichtigt wurden. Da nach Kincaid et. al. /40/ Magnetfeldtoleranzen mit zunehmender Zahl der Harmonischen immer mehr ins Gewicht fallen, könnte ein entsprechender Vergleich bei höheren Harmonischen weiteren Aufschluß darüber geben, wie groß der Einfluß des realen Magnetfeldverlaufs auf die Strahlungseigenschaften eines Undulators ist.

Offensichtlich ist diese Frage auch für zukünftige Strahlungsquellen dieser Art von Bedeutung, um weitere Anhaltspunkte zu bekommen für die Anforderungen, die an die Perfektion der Magnetstruktur zu stellen sind.

III. Spinpolarisierte Photoemission aus ultradünnen 3d Metallschichten

Bei der Photoemissionspektroskopie werden die aus einem Festkörper mittels Photonen ausgelösten Elektronen hinsichtlich Energie und Intensität, ggf. auch noch unter Berücksichtigung ihres Emissionswinkels und ihres Spins detektiert. Von besonderer Bedeutung sind dabei die Elektronen des Valenzbandes. Sie bestimmen weitgehend die Materialeigenschaften wie z.B. Leitfähigkeit, optische Eigenschaften, Magnetismus, chemisches Verhalten, Katalyse, etc. Die Energetik des Photoemissionsprozesses veranschaulicht Abb. III.1.

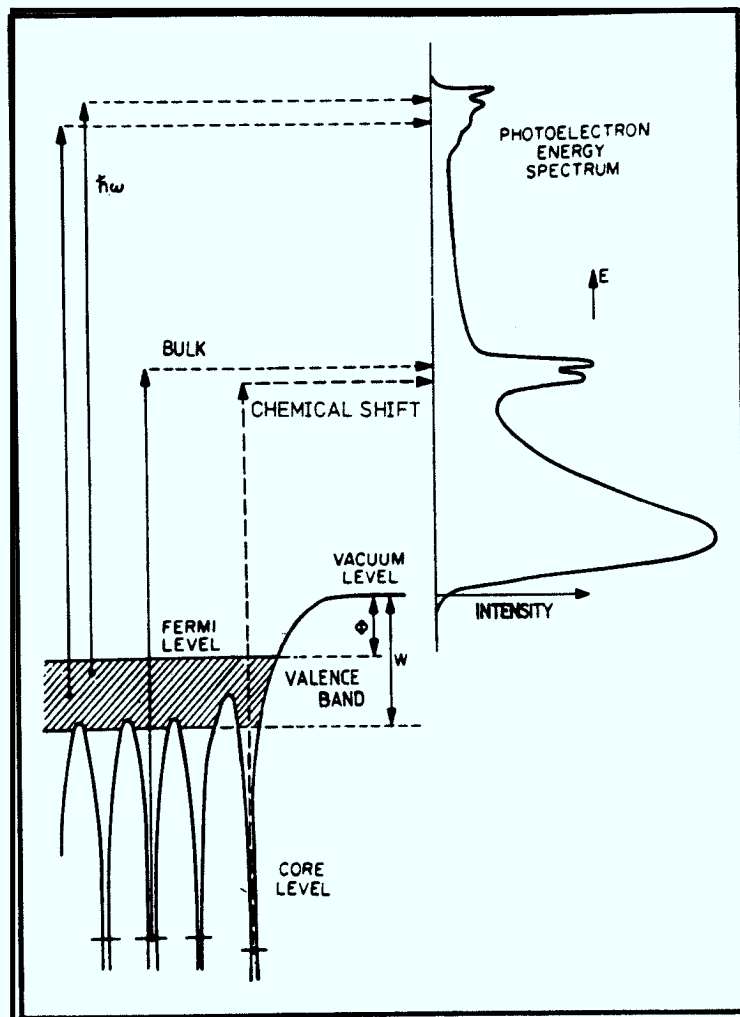


Abb. III.1: Energetik der Photoemission aus einem metallischen Festkörper mit einem typischen Photoemissionsspektrum.

Erst durch die vor wenigen Jahren entwickelte Methode einer energie- und winkelaufgelösten Photoemission mit gleichzeitiger Spinanalyse /45, 46/ ist man heute in der Lage, die spinabhängige Bandstruktur von Ferromagneten direkt zu messen und Majoritäts- und Minoritätszustände eindeutig zu identifizieren. Dadurch lassen sich Aufschlüsse über den Magnetismus und seine Ursachen gewinnen /47/.

Bei Verwendung von VUV-Licht mit Photonenenergien zwischen 20 und 100 eV beträgt die Austrittstiefe der Photoelektronen i. a. nur wenige Å, so daß die Photoemission gleichzeitig eine sehr oberflächenempfindliche Meßmethode ist.

Sie eignet sich daher zur Untersuchung von Oberflächen und Adsorbatsystemen.

In jüngster Zeit hat der Ferromagnetismus in dünnen Schichten, nicht zuletzt wegen der möglichen technologischen Konsequenzen, wachsendes Interesse hervorgerufen. So wurde bereits ferromagnetisches Verhalten in Filmen von der Dicke einer einzigen Atomlage gefunden /2, 48, 49/.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, die spinaufgespaltene Bandstruktur ultradünner ferromagnetischer Schichten bis hinunter in den Monolagenbereich zu untersuchen.

1. Grundlagen der spin-, energie- und winkelaufgelösten Photoemissionsspektroskopie

Die spin-, energie- und winkelaufgelöste Photoelektronenspektroskopie ist die bisher einzige Methode, mit der die spinabhängige Bandstruktur eines ferromagnetischen Festkörpers direkt gemessen werden kann. Das Grundprinzip der Photoemission ist in Abb. III.2 dargestellt.

Ein monochromatischer Photonenstrahl mit Vektorpotential $\vec{A}$ und Energie $\hbar\omega$ trifft unter einem Winkel (θ_i, φ_i) auf eine Festkörperoberfläche. Infolge von Absorption werden Festkörperelektronen von einem besetzten Anfangszustand $|i\rangle$ in einen unbesetzten Zustand $|f\rangle$ angeregt. Ist ihre Energie genügend groß, um die Potentialbarriere $e\phi$ an der Oberfläche zu überwinden und besitzen sie einen Impuls in Richtung der

Oberflächennormalen, so können sie als Photoelektronen mit kinetischer Energie E_{kin} und Spinrichtung $\vec{\sigma}$ bezüglich einer durch die Magnetisierung vorgegebenen Achse in einem Detektor unter dem Winkel (θ, φ) nachgewiesen werden.

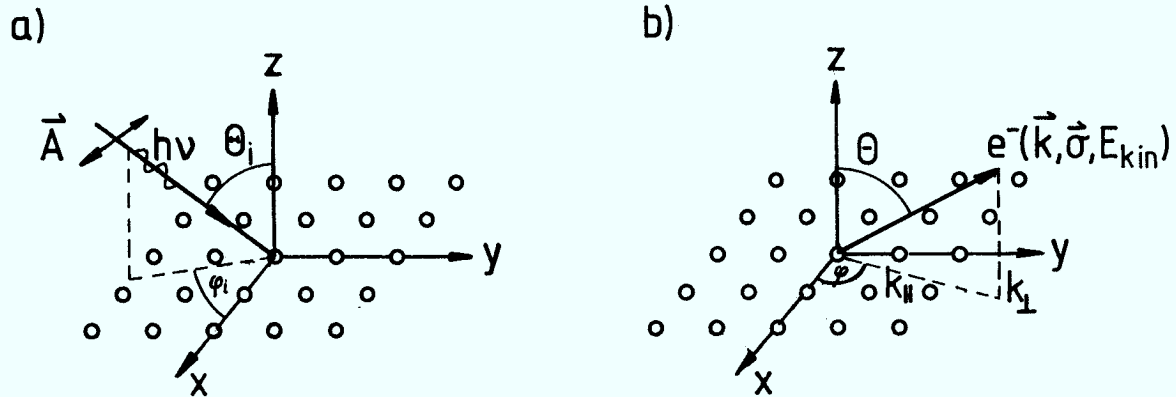


Abb. III.2: Geometrie des einfallenden Lichtes (a) und der emittierten Elektronen (b) an der Oberfläche eines halbumendlichen Festkörpers.

Die kinetische Energie der Photoelektronen hängt vom Blochschen Wellenzahlvektor $\vec{k}$ ab gemäß

$$E_{\text{kin}} = E_f(\vec{k}_f) - e\phi = E_i(\vec{k}_i) + \hbar\omega - e\phi \quad (1)$$

wobei $E_{f,i}$ die Energie des End-(Anfangs-)zustandsbandes ist.

Aus der Ausbreitungsrichtung der emittierten Photoelektronen ergibt sich ihr externer Impuls $\hbar\vec{k}^a$ im Vakuum gemäß

$$|\vec{k}^a| = \sqrt{2m/\hbar^2 E_{\text{kin}}} \quad (2)$$

wobei es zweckmäßig ist, eine Zerlegung in einen Anteil parallel bzw. senkrecht zur Oberfläche zu unternehmen:

$$k_{\parallel}^a = \sqrt{2m/\hbar^2 E_{\text{kin}}} \cdot \sin \theta \quad (2a)$$

$$k_{\perp}^a = \sqrt{2m/\hbar^2 E_{\text{kin}}} \cdot \cos \theta \quad (2b)$$

Außerdem wird die Elektronenspinpolarisation

$$P = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}} \quad (3)$$

mit $N^{\uparrow}$, $N^{\downarrow}$ als den Intensitäten der jeweiligen Spinrichtung bezüglich einer durch die Magnetisierung vorgegebenen Quantisierungsachse z. B. mit einem Mott-Detektor bestimmt.

Will man nun aus den der Messung zugänglichen Größen ($\hbar\omega$, E_{kin} , $\vec{k}^a$) Rückschlüsse auf den Impuls $\vec{k}_i$ des (spinaufgespaltenen) Anfangszustands im Festkörper ziehen, so muß man berücksichtigen, daß im Gegensatz zur Energie

$$E_f = E_i + \hbar\omega \quad (4)$$

für den Impuls wegen der Symmetriebrechung an der Oberfläche kein einfacher Erhaltungssatz gilt. Zwar bleibt die Impulskomponente $\vec{k}_{\parallel}$ parallel zur Oberfläche bis auf einen reziproken Gittervektor $\vec{g}$ erhalten.

$$\vec{k}_{f\parallel}^a = \vec{k}_{i\parallel} + \vec{g} \quad (5)$$

Wegen des Potentialsprungs an der Oberfläche läßt sich hingegen $k_{i\perp}$ experimentell nur bestimmen, wenn die Dispersion des Endzustandsbands

$E_f(\vec{k}_f)$ bekannt ist (entweder durch die Annahme Freie-Elektronen-Endzustände oder aufgrund theoretischer Bandstrukturechnungen). Nimmt man freie Elektronen im Innern des Metalls an, so erhält man

$$k_{i\perp} = \sqrt{2m/\hbar^2 (E_{\text{kin}} \cos^2\theta + U_0)} \quad (6)$$

wobei U_0 das gemittelte ionische Potential des Metalls ist. Im Falle normaler Emission (d.h. $\theta = 0$ bzw. $k_{\parallel} = 0$ wegen Gl. (III.2a)) läßt sich daher mittels durchstimmbarer Photonenenergie (Synchrotronstrahlung) die Bandstruktur entlang der $k_{\perp}$ -Richtung ausmessen.

Der Zugang zur experimentellen Bestimmung von Bandstrukturen wird wesentlich erleichtert durch Berücksichtigung der Symmetrie- und Dipolauswahlregeln für das Übergangsmatrixelement $\langle f | \vec{A} \cdot \vec{p} | i \rangle$, das den Photoemissionsprozeß beschreibt (s. Kapitel III.2). Im Falle der Emission innerhalb einer Spiegelebene des Kristalls, welche die Oberflächennormale enthält, können nur gerade Endzustände bezüglich der Paritätsoperation zum Detektorstrom beitragen, da das Dipolmatrixelement gerade sein muß bezüglich Reflektionen an der Spiegelebene. Da der Dipoloperator $\vec{A} \cdot \vec{p}$ gerade (bzw. ungerade) ist, wenn $\vec{A}$ parallel (senkrecht) zur Emissionsebene liegt, können somit nur gerade (ungerade) Anfangszustände beobachtet werden. Für einen Kristall mit kubischer Symmetrie gibt Tabelle III.1 /50/ die dipolerlaubten Übergänge für den Fall normaler Emission aus den niedrigindizierten Kristallflächen an:

Tab. III.1: Symmetrie der erlaubten Übergänge aus einem kubischen Kristall (nach /50/).

Crystal Face	Coordinate Axes			Irreducible Representations	Allowed Initial Symmetries		
	x	y	z		$\vec{E} x$	$\vec{E} y$	$\vec{E} z$
(001)	$\langle 100 \rangle$	$\langle 010 \rangle$	$\langle 001 \rangle$	$\Delta_1 \Delta_1' \Delta_2 \Delta_2' \Delta_5$	Δ_5	Δ_5	Δ_1
(110)	$\langle 001 \rangle$	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\Sigma_1 \Sigma_2 \Sigma_3 \Sigma_4$	Σ_3	Σ_4	Σ_1
(111)	$\langle \bar{1}10 \rangle$	$\langle \bar{1}\bar{1}2 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\Lambda_1 \Lambda_2 \Lambda_3$	Λ_3	Λ_3	Λ_1

Theorie des Photoemissionsprozesses

Eine quantitative Beschreibung des Photoemissionsprozesses ist bis heute nur im Rahmen einer Ein-Teilchen-Näherung, bei der die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Festkörper durch ein gemittelttes Potential berücksichtigt wird, möglich. Der Photoemissionsprozeß wird dabei als ein einziger quantenmechanischer Anregungsprozeß, sog. Einstufenmodell /51/ und der Photoemitter als halbunendlicher Festkörper betrachtet.

Der Photostrom ist dann als

$$I(E_f, \hbar\omega, \vec{A}, \vec{k}) \sim (E_f - E_v)^{1/2} \sum_i |\langle f | \vec{A} \cdot \vec{p} | i \rangle|^2 \cdot \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (7)$$

gegeben, wobei E_v der Vakuumenergie entspricht.

Genaugenommen mißt man im Photoemissionsexperiment keine Grundzustandsspektren, sondern Anregungsspektren. Der nach Emission des Photoelektrons verbleibende Lochzustand koppelt an den Rest des Systems. Dies äußert sich in einer Abschirmung des Loches (screening) durch die übrigen Elektronen sowie seiner endlichen Lebensdauer. Diese Effekte führen zu einer Verschiebung bzw. Lorentzverbreiterung der Spektrallinien. Dabei handelt es sich um Vielteilcheneffekte, denen man in der Theorie durch die Einführung einer komplexen Selbstenergie $\Sigma_i(E)$ Rechnung trägt, was zu einer Renormierung der Einteilchen-Bandzustandsenergien $E_i(\vec{k})$ gemäß

$$E_i(\vec{k}) \rightarrow E_i(\vec{k}) + \text{Re } \Sigma_i(E) \quad (8)$$

führt.

An die Stelle der δ -Funktion in Gl. (7) tritt eine Spektralfunktion $A_i(E)$, die die Linienverbreiterung beschreibt /52/:

$$A_i(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\text{Im } \Sigma_i(E)}{[E - E_i - \text{Re } \Sigma_i(E)]^2 + (\text{Im } \Sigma_i(E))^2} \quad (9)$$

2. Apparative Aspekte

Die Photoemissionsexperimente wurden mit monochromatisierter Synchrotronstrahlung des Speicherrings BESSY durchgeführt, wobei das neue Undulator/Wiggler-Strahlrohr TGM 5 (s. Kap. II) und außerdem das früher benutzte Strahlrohr TGM 1 /53/ zum Einsatz kamen. Dabei wurde linear polarisierte Synchrotronstrahlung mit Photonenenergien zwischen 10 eV und 80 eV verwendet.

2.1 Experimentaufbau

Für unsere Experimente wurde ein neuer kompakter Experimentaufbau verwendet. Abb. III.3 zeigt ein Schema der Anordnung. Der Hauptvorteil des neuen Aufbaus liegt in einem wesentlich kompakteren Mott-Detektor, der starr mit dem Elektronenspektrometer verbunden ist. Hierdurch wird der Justieraufwand erheblich verringert und die Elektronentransmission des gesamten Systems verbessert.

Das Elektronenspektrometer entspricht in etwa dem bei Gudat et al. /45/ und Kisker et al. /46/ beschriebenen Spektrometer. Um bei normaler Incidenz des Lichts die Photoelektronen ebenfalls in Normalenrichtung detektieren zu können, werden hier jedoch anstelle eines Spiegels im Lichtweg elektrostatische Ablenkplatten für den Elektronenstrahl verwendet. Durch den Wegfall des Spiegels erhöht sich der effektive Photonenfluß auf der Probe. Die abgelenkten Photoelektronen werden in einem 90°-Kugelkondensator (Paßenergie ca. 10 V) bezüglich ihrer Energie analysiert. Dabei beträgt die totale Energieauflösung etwa 250 meV bei 50 eV Photonenenergie.

Die Winkelauflösung wird durch die effektive Winkelakzeptanz des Spektrometers gegeben und beträgt etwa $\pm 3^\circ$. Daraus läßt sich gemäß Gl. (6) im Photonenenergiebereich zwischen 15 und 60 eV die Impulsunschärfe zu $\Delta k_{\perp} \sim 0.3 \text{ \AA}^{-1}$ abschätzen. In der Λ -Richtung der Bandstruktur von Fe entspricht das etwa 10-15 % der Brillouin Zone. Dies

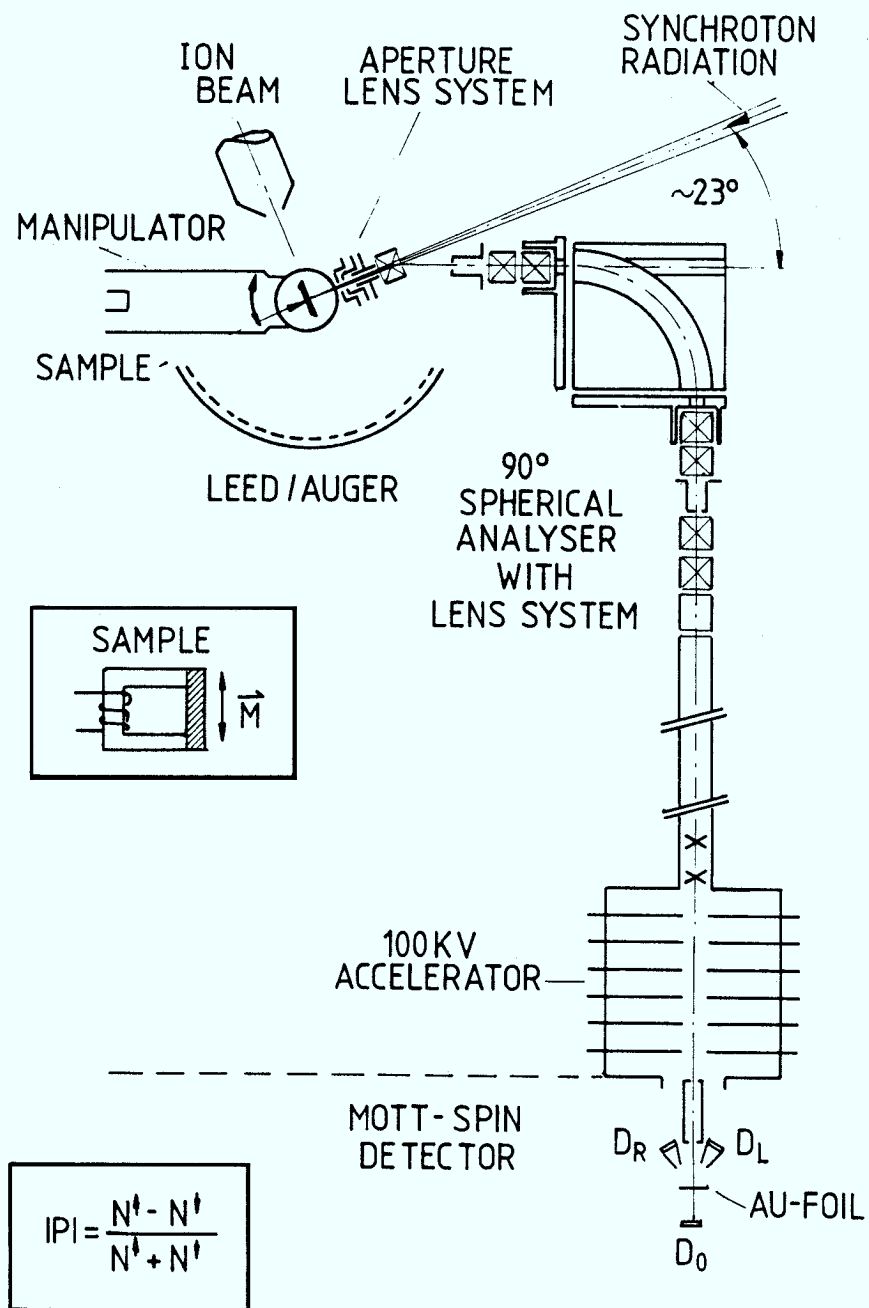


Abb. III.3: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus zur spin-, energie- und winkelaufgelösten Photoemissionsspektroskopie mit Synchrotronstrahlung.

muß bei der Interpretation der gemessenen Spektren berücksichtigt werden. Da der Lichtfleck auf der Probe und auch die Akzeptanz des Elektronenspektrometers viel größer sind als die Weisschen Domänen an der Oberfläche eines unmagnetisierten Festkörpers ist eine Messung der Spinpolarisation der Photoelektronen nur bei magnetisch gesättigten Proben sinnvoll. Da ein äußeres Magnetfeld die Elektronentrajektorien beeinflussen würde, nutzt man für die Messung die magnetische Remanenz von Proben besonderer Geometrie wie z.B. dünner Schichten (s. a. /54/) aus. Das magnetische Streufeld der Probe ist dabei vernachlässigbar.

Die Schichten werden in situ epitaktisch aufgedampft und anschließend mit den üblichen oberflächenspektroskopischen Methoden (LEED, Auger) charakterisiert.

Die Magnetisierung der Schichten erfolgt durch eine kleine Spule, die dicht über die Probe gebracht ist. Die Pulsentladung eines Kondensators erzeugt dabei kurzzeitig ein magnetisches Feld von etwa 5500 A/m. Dadurch werden die Proben parallel zur Oberfläche und damit senkrecht zur Elektronenemissionsrichtung magnetisiert (transversale Magnetisierungsgeometrie) /47, 54, 55/.

2.2 Messung der Spinpolarisation

Die Spinanalyse wird nach Beschleunigung der energie- und winkelselektierten Photoelektronen auf 100 keV in einem Mott-Detektor vorgenommen. Dazu werden die Elektronen an einer dünnen (ca. 3000 Å) Goldfolie gestreut. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist der Streuquerschnitt bei festem Streuwinkel für Elektronen mit entgegengesetzter Spinrichtung senkrecht zur Streuebene unterschiedlich. Ein polarisierter Elektronenstrahl führt daher zu unterschiedlichen Zählraten in den beiden Detektoren D_R und D_L . Die Spinpolarisation ergibt sich dabei als:

$$P = \frac{1}{S_{\text{eff}}} \frac{1}{a_s} \frac{I_L - I_R}{I_L + I_R} \quad (10)$$

Hierbei sind S_{eff} (≈ 0.18) der auf die Schichtdicke der Streufoleie korrigierte Wert der Sherman-Funktion /46/, die die Asymmetrie für den Fall der Einzelstreuung am Atom beschreibt, I_L und I_R die Intensitäten der um 120° rückgestreuten Elektronen (vgl. Abb. III.3) und a_s die apparative Asymmetrie des Spektrometers. Diese Größe wird durch Messung mit unpolarisierten Elektronen bzw. durch Umkehr der Magnetisierungsrichtung ermittelt und beträgt etwa 1:1.2.

Die spinaufgelösten Energieverteilungskurven $I^\uparrow(E)$ und $I^\downarrow(E)$ erhält man aus:

$$I^{\uparrow,\downarrow} = 0.5 \left[(I_L + I_R) \pm \frac{(I_L - I_R)}{a_s \cdot S_{\text{eff}}} \right] \quad (11)$$

Die Effizienz der Spinanalyse ist kleiner als 1% . Dies folgt aus der Reduktion der Zählraten im Detektor D_0 um etwa einen Faktor 1000 bei Messung mit Au-Streufolie gegenüber Messungen ohne Streufoleie. Um den statistischen Fehler zu minimieren, ist daher einerseits ein Elektronenspektrometer mit extrem hoher Transmission erforderlich, andererseits benötigt man maximale Photonenflüsse. Dank des neuen Undulators konnte der Photostrom auf der Probe am TGM 5 gegenüber dem bisher benutzten TGM 1 um einen Faktor 100 gesteigert werden (s. Kap II). So wurden bei den Experimenten typischerweise 1000 Pulse/sec bei einem Ringstrom von 400 mA in den Rückwärtszählern D_L , D_R gemessen. Damit waren Meßzeiten von etwa 20-30 Minuten pro Spektrum ausreichend. Abb. III.4 zeigt ein typisches Spektrum für 15 Atomlagen (ca. $30 \text{ \AA}$) Fe(110) auf Nb, gemessen bei 25 eV Photonenenergie. Die Meßzeit betrug 27 Min. bei ca. 150 mA Ringstrom. Der statistische Fehler, ermittelt durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung, ist ebenfalls eingezeichnet.

In Zukunft ist noch mit einer weiteren Steigerung der Zählraten zu rechnen, da das verwendete Spektrometer den Gewinnfaktor an Photonenfluß aufgrund seiner relativ kleinen Akzeptanz bisher nicht voll ausnutzen

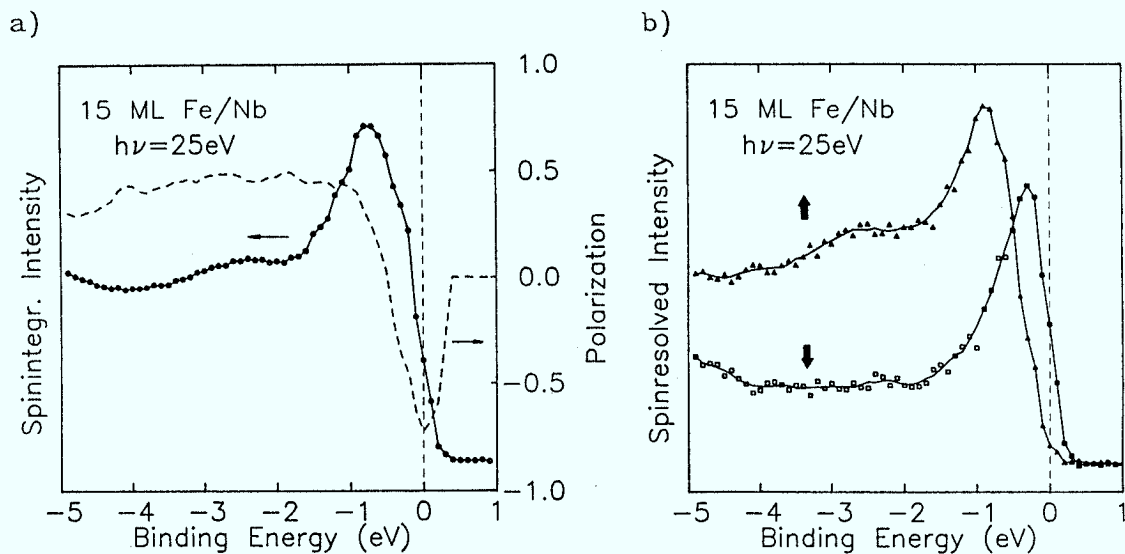


Abb. III.4: Spinabhängiges Photoemissionsspektrum einer 15 Monolagen-
schicht von Fe auf Nb(110) bei 25eV Photonenenergie
a) Spinpolarisation und Gesamtintensität
b) spinabhängige Intensitäten

kann. Grund dafür sind letztlich andere Fokalbedingungen am TGM 5 im Vergleich zum TGM 1, die dazu führen, daß der Lichtfleck am Ort der Probe etwa um eine Faktor 3-5 größer ist. Hier soll demnächst ein zusätzlicher refokussierender Spiegel Abhilfe schaffen.

3. Herstellung und Charakterisierung ultradünner ferromagnetischer Schichten

Obwohl es für das Studium zweidimensionaler ferromagnetischer Systeme vom theoretischen Standpunkt her wünschenswert wäre, freitragende monoatomare Schichten zu untersuchen, ist deren Herstellung aus verständlichen Gründen nicht möglich. Man wählt daher geeignete Substratkristalle, auf denen die zu untersuchenden Filme im Ultrahochvakuum epitaktisch aufwachsen. Entscheidend für die Herstellung ultradünner Schichten von nur wenigen Atomlagen Dicke sind dabei die Wachstumseigenschaften der adsorbierten Atome auf dem darunterliegenden Material. Um von einer zweidimensionalen Schicht sprechen zu können, muß gewährleistet sein, daß die Atome lagenweise aufwachsen (sog. Frank-van der Merwe-Wachstum) /56/, d. h. es baut sich die nächste Atomlage erst auf, wenn die vorhergehende (fast) komplett aufgefüllt ist. Im Gegensatz dazu findet man vielfach ein inselartiges Wachstum, entweder von Beginn an (Volmer-Weber-Typ) /57/ oder nach wenigen Atomlagen (Stranski-Krastanov-Typ) /58/.

Die Zahl der Schichtsysteme, die ein nahezu ideales lagenweises Wachstum zeigen, ist bislang noch gering. Ein aktueller Überblick findet sich in Ref. /59/. Unter ihnen sind derzeit drei bekannt, die Hinweise auf ein ferromagnetisches Verhalten bis hinunter in den Bereich einer einzigen Monolage zeigen, nämlich Fe/Cu(001) /2, 60/, Co/Cu(001) /48/ und Fe/Au(001) /49, 61/.

Wegen der grundlegenden Vorarbeiten dazu in unserem Institut /10, 62/ wurde als ein Schwerpunkt das System Fe/Au(001) untersucht. Außerdem gelang im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Epitaxie dünner Co-Filme auf Au(001) und von Fe auf Nb(110). Beide Systeme zeigen ebenfalls ferromagnetisches Verhalten bis in den Bereich monoatomarer Schichten.

Die Herstellung der epitaktischen Schichten erfolgte "in situ", d. h. in der gleichen Kammer, in der unmittelbar anschließend die Photoemissionsexperimente durchgeführt wurden. Der Basisdruck war $2 \cdot 10^{-10}$ mbar. Die hochreinen Ausgangsmaterialien für die Schichten

(5 N-Qualität) wurden mittels Elektronenbeschuß bei einem Druck von $5 - 8 \cdot 10^{-10}$ mbar tiegellos verdampft. Das Substrat befand sich dabei auf Raumtemperatur. Hierdurch wird Interdiffusion an der Grenzfläche zwischen Substrat und Adsorbat, die im System Fe/Au bei Substrattemperaturen um 200°C beobachtet wird /10/, weitgehend vermieden. Einkristallinität und Reinheit der Filme wurden mit niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED) und Augerelektronenspektroskopie überprüft. Über das Beugungsbild niederenergetischer Elektronen erhält man ein Abbild der Kristallstruktur der Oberfläche. Ihre chemische Zusammensetzung kann aus der Spektroskopie der Augerelektronen durch Vergleich der Intensitäten der elementspezifischen Auger-Linien bestimmt werden.

Die Hauptverunreinigungen in den Schichten entstehen durch Restgasanteile in der Kammer (hauptsächlich CO und O). Diese können jedoch wegen ihres großen Wirkungsquerschnitts bei Photonenenergien unter 30 eV /63/ in den Photoemissionsspektren noch wesentlich empfindlicher nachgewiesen werden als in den Augerspektren.

Die Augerelektronenspektroskopie diene auch dazu, das Wachstumsverhalten der Filme zu verfolgen.

Mit wachsender Bedeckung erfährt nämlich das Augersignal des Substratmaterials I^S eine Dämpfung, die im Falle idealen schichtweisen Wachstums exponentiell vom Verhältnis der Schichtdicke d zur mittleren freien Weglänge λ_s der Augerelektronen abhängt /65/:

$$I^S = I_0^S \cdot e^{-d/\lambda_s} \quad (12)$$

In entsprechender Weise nimmt das Augersignal der Adsorbatschicht I^A zu:

$$I^A = I_0^A \cdot (1 - e^{-d/\lambda_A}) \quad (13)$$

Inselwachstum oder Stranski-Krastanov-Verhalten führen dagegen zu Abweichungen vom exponentiellen Verlauf.

Im Falle lagenweisen Wachstums kann man zusätzlich mit Hilfe des Augersignals eine Dickenkalibrierung vornehmen.

Während des Wachstums einer einzelnen Atomlage ändert sich das Augersignal nämlich linear, da jedes auftreffende Adsorbatatom prinzipiell denselben Beitrag liefert. Wegen des Beitrags der bereits vollständigen Atomlagen, ändert sich nur der Proportionalitätsfaktor von Lage zu Lage. Man erhält so einen Polygonzug, der dem durch die Gln. (III.12) und (III.13) beschriebenen exponentiellen Verlauf einbeschrieben ist. Die Knickstellen zeigen jeweils den Beginn einer neuen Atomlage an. Interdiffusion zwischen Substrat und Adsorbat würde zu einer Abrundung der Knicke führen, wie es für das System Fe/Au bei Substrattemperaturen um 200°C von R. Germar /10/ beobachtet wird.

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme wurden auf diese Weise charakterisiert.

3.1 Fe/Au(001)

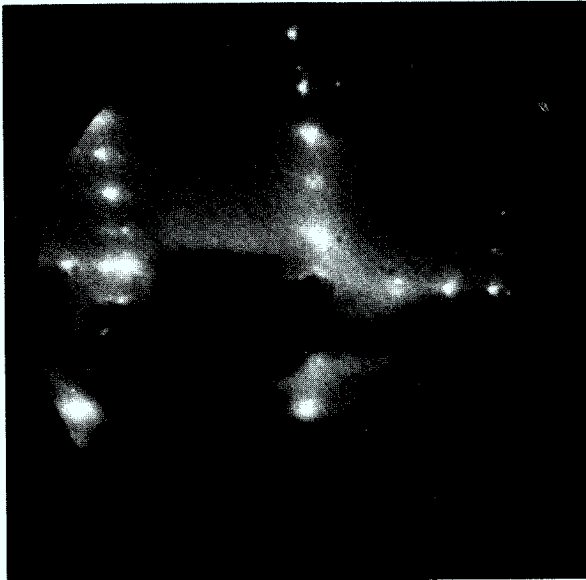
Der mechanisch polierte Au(001)-Kristall wurde durch wiederholten Ar-Ionenbeschuß mit anschließendem Heizen gereinigt. Nach einmaligem Heizen auf etwa 650°C genügte danach zum Ausheilen der gesputterten Oberfläche eine Temperatur von 300 - 400°C. Die Oberfläche zeigt dann keine primitive (1 x 1)-Struktur, sondern eine komplizierte Rekonstruktion mit einer (5 x 20)-Struktur. Andere Autoren /65/ sprechen auch von einer (26 x 68)-Rekonstruktion. Das Auftreten der Rekonstruktion ist ein Zeichen für eine atomar reine und defektarme Oberfläche. Abb. III.4.a zeigt ein LEED-Bild der rekonstruierten Au-Oberfläche.

Schon geringe Bedeckungen von Fremdatomen (z. B. O, Fe) oder Ar-Ionenbeschuß führen die Oberfläche in eine primitive (1 x 1)-Struktur über (s. Abb. III.4.b).

Fe wächst auf der Au(001)-Fläche ähnlich wie auf Ag(001) /66/ in der bcc-Phase mit (001)-Fläche. Die Oberflächengitter sind dabei um 45° zueinander verdreht (s. Abb. III.5). Die Fehlanpassung beträgt nur etwa

0.3 %.

a)



b)

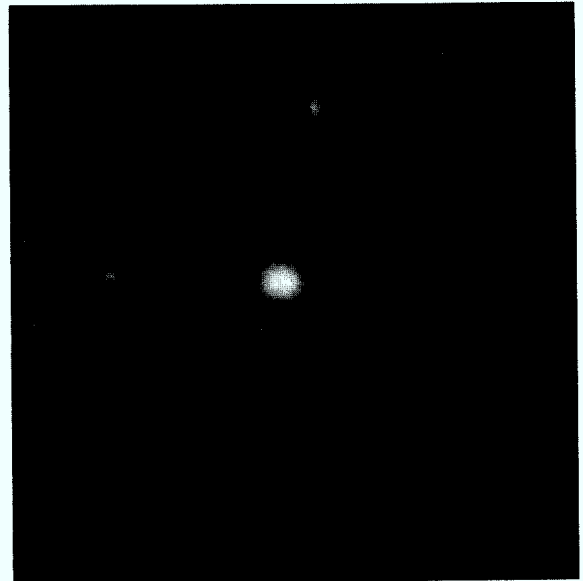


Abb. III.4: LEED-Beugungsbilder einer Au (001)-Oberfläche (Primärenergie 60 eV). (a) rekonstruierte Au-Oberfläche (5 x 20) (b) primitive (1 x 1) Struktur

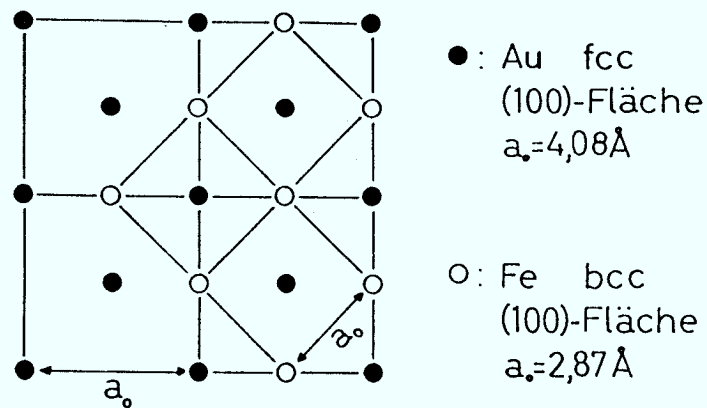


Abb. III.5: Struktur der Au(001)-Oberfläche und der um 45° gedrehten Fe (001)-Oberfläche.

Das Wachstum wurde anhand des $N_{67}VV$ -Augerübergangs von Au (69 eV Elektronenenergie) und des $M_{23}VV$ -Augersignals von Fe bei 47 eV beobachtet.

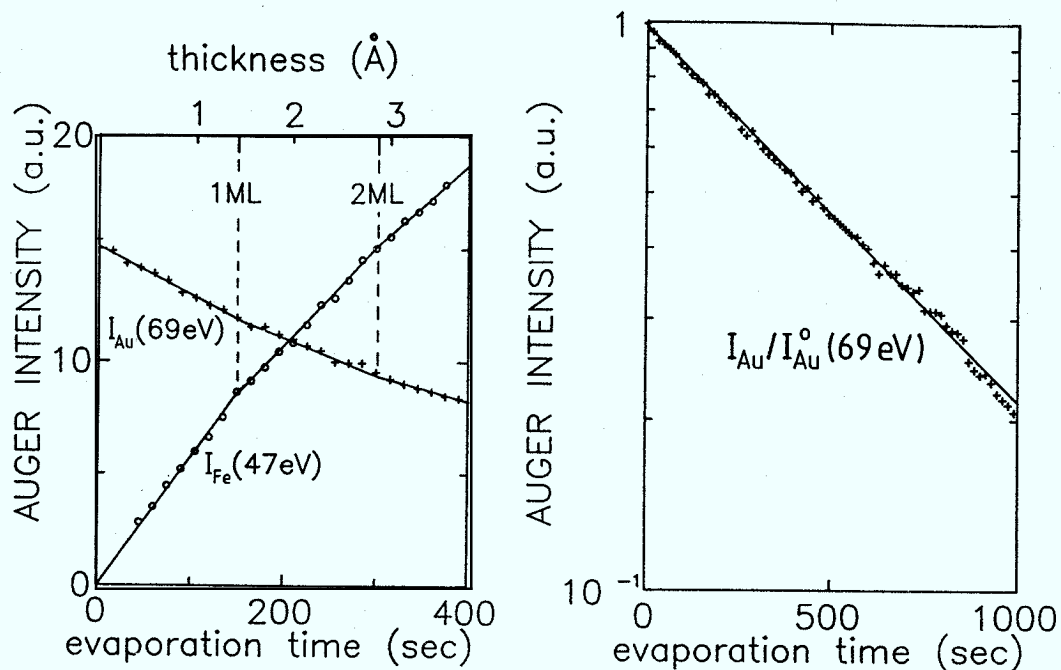


Abb. III.6: (a) Intensität des Au $N_{67}VV$ -Augersignals und des Fe $M_{23}VV$ -Augersignals als Funktion der Schichtdicke bzw. der Aufdampfzeit. Man erkennt deutlich den für Lagenwachstum typischen Verlauf. Die Schichtdicke wurde zudem mit einem Schwingquarz gemessen (obere Skala).
(b) logarithmische Intensität des normierten Au-Augersignals

Die Abhängigkeit des Augersignals von der Aufdampfzeit (Abb. III.6) zeigt in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen von R. Germar et al. /49/ für Fe auf Au lagenweises Wachstum an. Die Abweichungen des Fe-47 eV-Augersignals vom geraden Verlauf bei sehr kleinen Bedeckungen sind auf einen benachbarten Augerübergang (O_3VV) von Au bei 43 eV zurückzuführen. Eine unabhängige Bestimmung der Schichtdicke wurde zusätzlich mit Hilfe eines kommerziellen Schwingquarzmeßkopfes (Genauigkeit ca. 20 %)

vorgenommen. Die daraus resultierende Schichtdicke ist in Abb. III.6.a auf der oberen Achse eingetragen. Die Lage der Knickpunkte stimmt mit den Vielfachen des Atomlagenabstands von bcc-Fe ($1.43 \text{ \AA}$) überein.

Mit Hilfe dieser Dickenkalibrierung ergibt sich die Möglichkeit, die mittlere freie Weglänge der N_{67}^{VV} -Augerelektronen im Fe absolut zu bestimmen. Aus der Steigung der Geraden in Abb. III.6.b ermittelt man die mittlere freie Weglänge in Fe für Elektronen der Energie 69 eV zu $\lambda = 6.8 \text{ \AA} \pm 15 \%$. Dieser Wert ist etwas größer als der, den man aufgrund der (materialunabhängigen) sogenannten universellen Reichweitenkurve /9/ erwarten würde ($\lambda \approx 5 \text{ \AA}$), steht jedoch im Einklang mit Resultaten anderer Autoren für die Streuweglängen in Fe /67/.

3.2 Co/Au(001)

Desweiteren wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals (vergleiche auch /59/) epitaktische Co-Schichten auf einer Au(001)-Unterlage hergestellt und untersucht. LEED-Untersuchungen zeigen, daß Co dabei zumindest im Bereich weniger Monolagen in einer $p(1 \times 1)$ -Struktur mit dem gleichen Oberflächengitter wie Fe aufwächst. Ob es sich hierbei um eine stark verzerrte fcc-Struktur (Misfit etwa 15 %) oder eine bcc-Modifikation von Co handelt, konnte mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht eindeutig geklärt werden. Eine bcc-Phase von Co ist bisher nur von G. Prinz /68/ auf GaAs stabilisiert worden. Er gibt eine Gitterkonstante von $2.827 \text{ \AA}$ an. Damit ergäbe sich eine Fehlanpassung von nur 2 %, was eindeutig die bcc-Struktur favorisieren würde. Genauen Aufschluß über die Gitterstruktur können LEED-I(V)-Kurven geben, die geplant sind.

Den Verlauf der Augerintensität von $Co-M_{23}^{VV}(53 \text{ eV})$ - und $Au-N_{67}^{VV}(69 \text{ eV})$ -Signal zeigt Abb. III.7. Man erkennt deutlich mehrere lineare Teilstücke mit unterschiedlicher Steigung. Die Knickstellen liegen innerhalb der Meßgenauigkeit bei übereinstimmenden Aufdampfzeiten. Die Aufdampfrate beträgt etwa $1 \text{ \AA/min}$. Legt man eine bcc-Struktur mit der von

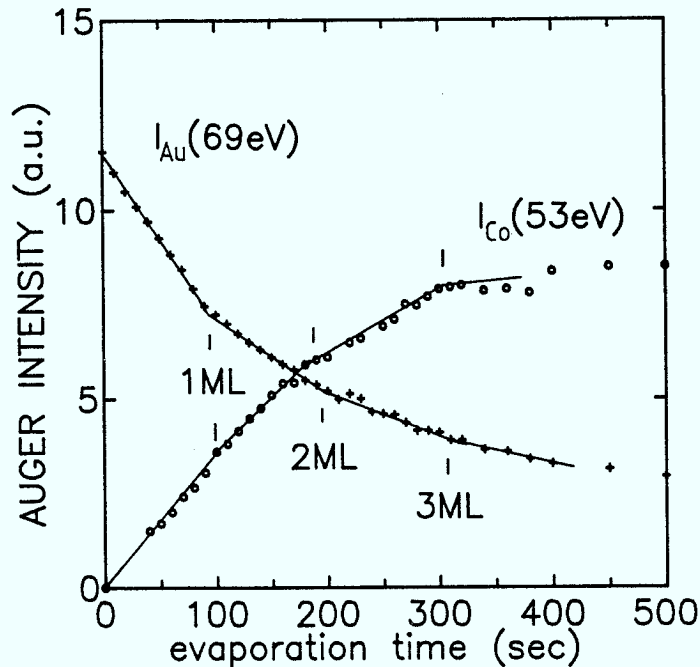


Abb. III.7: Intensität des Augersignals von $\text{Co-M}_{23}\text{VV}$ und $\text{Au-N}_{67}\text{VV}$ als Funktion der Aufdampfzeit.

Prinz angegebenen Gitterkonstanten zugrunde, so erhält man aus dem Exponentialverlauf außerdem eine mittlere freie Weglänge von etwa $4 \text{ \AA} \pm 20\%$ für 53 eV Elektronen in Co in guter Übereinstimmung mit der universellen Kurve /9/, die $\lambda = 4.4 \text{ \AA}$ liefert. Diese Ergebnisse belegen, daß Co auf einer Au(001)-Unterlage zweidimensionales epitaktisches Lagenwachstum zeigt.

3.3 Fe/Nb(110)

Während Fe(110)-Schichten auf einer W-Unterlage bereits mehrfach untersucht wurden (z. B. /69/, /70/), ist das System Fe/Nb(110) aus der Literatur bisher nicht bekannt (siehe z. B. /59/). Da die Gitterkonstanten von Fe und Nb sich um etwa 15 % unterscheiden (Fe und W nur um knapp 10 %), erscheint ein epitaktisches Wachstum zunächst nicht sehr wahrscheinlich. Das Kondensationsverhalten wird jedoch wesentlich von dem Verhältnis der spezifischen Oberflächenenergien von Film und

Substrat bestimmt. Für Lagenwachstum muß $\Delta\epsilon = \sigma_f + \sigma_i - \sigma_s \leq 0$ erfüllt sein, wobei σ_f und σ_s die spezifische freie Energie von Film und Substrat und σ_i diejenige der Grenzfläche ist /71/, /72/. Wegen seines hohen Schmelzpunktes und der hohen spezifischen Oberflächenenergie hat Nb daher sehr günstige Benetzungseigenschaften.

Vor dem Aufdampfen der Fe-Schichten wurde der Nb(110)-Kristall durch wiederholtes "Flashen" auf Temperaturen von 2200°C von Verunreinigungen (im wesentlichen Sauerstoff und Kohlenstoff) befreit. Das LEED-Bild zeigt dann eine saubere $p(1 \times 1)$ -Struktur ohne Überstruktureffekte, wie bereits von anderen Autoren beobachtet /73/. Auf die gleiche Weise lassen sich auch die aufgedampften Fe-Schichten sehr leicht wieder entfernen.

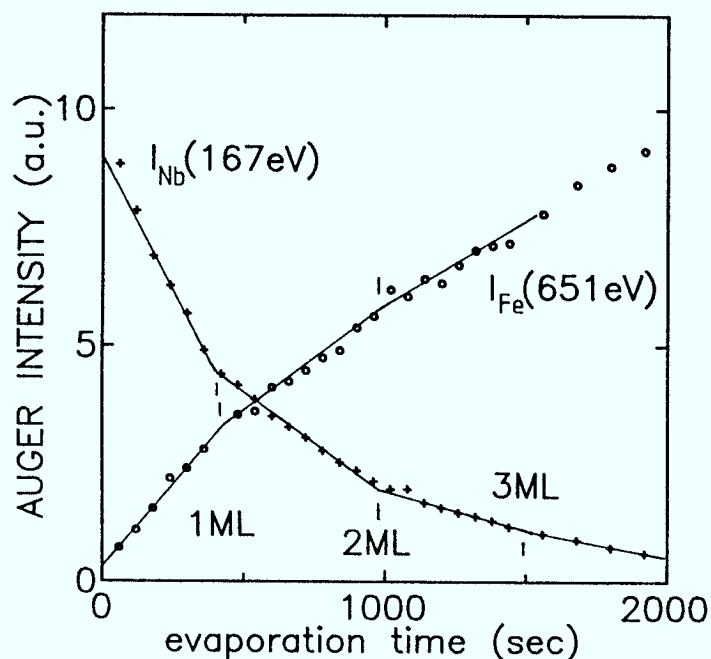


Abb. III.8: Intensität des Fe(651eV)- und des Nb(167eV)-Augersignals als Funktion der Aufdampfzeit.

Unsere Ergebnisse zeigen, daß das Wachstumsverhalten von Fe auf Nb (110) dem des Systems Fe/W /69/ sehr ähnlich ist. Im Bereich bis 2 Monolagen (ML) findet man pseudomorphes Wachstum. Zwischen 2 und 4 ML treten im LEED-Bild zusätzliche Satellitenreflexe auf. In diesem Dickenbereich wird die Verzerrung des Fe-Gitters durch Umordnung der obersten Atomlagen ausgeglichen. Ab etwa 4 ML erhält man das LEED-Bild einer einfachen Fe(110)-Struktur.

Die zugehörigen Auger-Intensitäten sind in Abb. III.8 dargestellt. Sie zeigen wiederum den für lagenweises Wachstum typischen Verlauf. Es fällt auf, daß trotz konstanter Aufdampfrate die Aufdampfzeit für die erste Atomlage rund 20 % kürzer ist als für die zweite und dritte Atomlage. Dies steht im Einklang damit, daß die Atomdichte in der ersten Lage aufgrund der Aufweitung der Fe-Struktur durch das Substratgitter um einen Faktor $(1:1.15)^2 \approx 0.8$ geringer ist.

4. Ergebnisse der Photoemissionsspektroskopie

Die im vorangegangenen Kapitel charakterisierten Systeme Fe/Nb(110), Fe/Au(001) und Co/Au(001) stellen aufgrund ihres Lagenwachstums ideale Systeme zur Erforschung des Magnetismus und der elektronischen Struktur beim Übergang vom zweidimensionalen zum dreidimensionalen Festkörper dar.

Bei der Interpretation der elektronischen Eigenschaften solcher Monolagenfilme muß jedoch immer auch der Einfluß des Substratmaterials, z. B. in Form von Gitterverzerrung infolge Fehlanpassung, Interdiffusion, Segregation und Hybridisierung mit den Energiebändern des Substratkristalls berücksichtigt werden. Allgemeingültige Aussagen über die elektronische Struktur zweidimensionaler Systeme lassen sich daher nicht ohne weiteres gewinnen. Es ist vielmehr eine vergleichende Betrachtung der magnetischen und elektronischen Eigenschaften unterschiedlicher realer Monolagensysteme erforderlich. Die folgenden Messungen sollen hierzu einen Beitrag liefern.

4.1 Das System Fe/Nb(110)

Zunächst soll das magnetische und elektronische Verhalten dünner Fe-Schichten auf Nb(110) untersucht werden. Abb. III.9 zeigt eine Serie von Energieverteilungskurven (EDC) gemessen ohne Spinanalyse im Bindungsenergiebereich zwischen 0 und 5 eV, ausgehend vom reinen Nb-Substrat bis zu 7 ML Fe(110). Gemessen wurde in normaler Emission mit s-polarisiertem Licht von 25 eV Photonenenergie.

Bereits bei geringer Fe-Bedeckung (0.2 ML) beobachtet man zwei Strukturen bei 2.5 eV und 0.9 eV Bindungsenergie. Die Intensität dieser Maxima wächst mit zunehmender Fe-Schichtdicke, ihre Bindungsenergie ändert sich jedoch nicht. Sie lassen sich dem $\Sigma_1^{\uparrow}$ - und $\Sigma_4^{\uparrow}$ -Band von Fe zuordnen. Dabei ist die Emission aus dem dipolverbotenen Σ_1 -Band (s. Tab. III.1) auf die hohe Zustandsdichte dieses Bandes an der Oberfläche zurückzuführen /74/. Mit Hilfe der spinaufgelösten Photoemission läßt sich die Schulter im 7

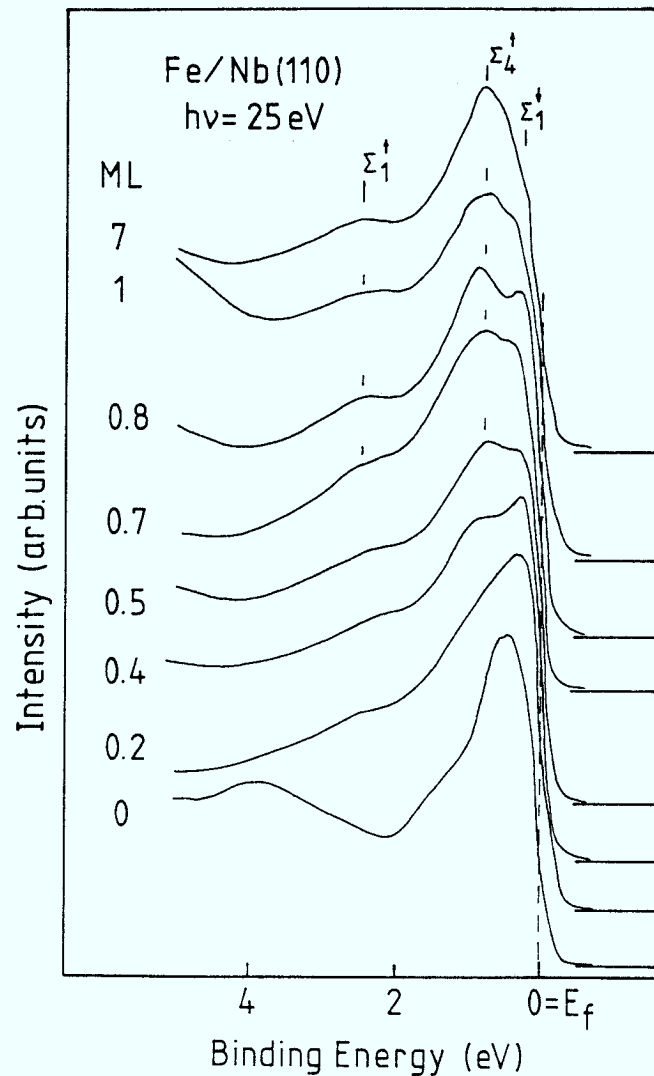


Abb. III.9: Energieverteilungskurven (EDCs) für das System Fe/Nb(110) mit zunehmender Fe-Bedeckung gemessen in Normalemission mit 25eV Photonenenergie.

ML-Spektrum bei etwa 0.4 eV der Emission aus $\Sigma_1^\downarrow$ -Minoritätszuständen zuschreiben (s.u.). Diese wird bei kleinen Fe-Bedeckungen von der Emission des Nb-Substrats überlagert. Für den 7 ML-Film findet man bereits die $E(\vec{k})$ -Dispersion der Volumenbandstruktur (s. z. B. /66/, /75/). Aufgrund ihrer Reinheit und der einfachen Herstellung eignen sich im UHV epitaktisch aufgedampfte Fe-(110)-Schichten sehr gut zur

experimentellen Bestimmung der $E(\vec{k})$ -Dispersion. Es wurde daher die spinabhängige Bandstruktur von Fe entlang der Σ -Richtung der Brillouinzone für Photonenenergien zwischen 10 und 70 eV gemessen. Sie zeigt gute Übereinstimmung mit neuesten "muffin tin"-LAPW-Berechnungen von Redinger et al. /74/. Für weitere Einzelheiten sei auf Ref. /76/ verwiesen.

Da die Magnetisierung eines ferromagnetischen Festkörpers proportional zur Differenz der Elektronen mit Spin-auf und Spin-ab ist, ermöglicht die Messung der Spinpolarisation der emittierten Photoelektronen in Abhängigkeit von der Schichtdicke unmittelbar, das Einsetzen langreichweitiger magnetischer Ordnung zu verfolgen. Um festzustellen, ab welcher Dicke Fe(110)-Schichten auf Nb remanent magnetisierbar sind, wurde ausgehend vom reinen Substrat schrittweise die Fe-Bedeckung erhöht und nach jedem Schritt versucht, die aufgedampfte Schicht mit einer Feldspule (ca. 5500 A/m) zu magnetisieren. Die Spinpolarisation der Photoelektronen bei 2 eV Bindungsenergie diente dabei als Nachweis der remanent magnetisierten Probe.

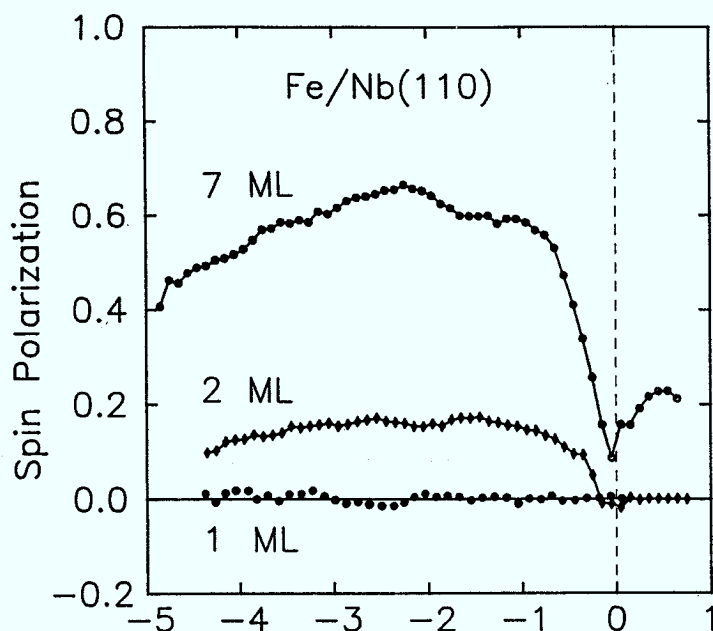


Abb. III.10: Spinpolarisation für drei Fe-Schichten unterschiedlicher Dicke auf Nb(110)

Ab einer Bedeckung von 2 ML Fe findet man langreichweitige Ordnung bei Raumtemperatur (s. Abb. III.10). Die Polarisation einer 2 ML Fe(110)-Schicht beträgt etwa $15 \pm 5 \%$. Bereits bei ca. 5 ML erreicht die Polarisation den Volumenwert von etwas über 60 %. Eine Monolage Fe/Nb(110) zeigt hingegen auch bei niedrigen Temperaturen (ca. 140 K) keine remanente Magnetisierung in der Schichtebene innerhalb des statistischen Fehlers der Polarisationsmessung von etwa $\pm 5 \%$. Mögliche Gründe dafür könnten eine drastisch reduzierte Curietemperatur ($T_C < 140$ K) für die Monolage oder eine senkrechte magnetische Anisotropie sein. Letztere kann z. B. durch die starke Verzerrung des Fe-Gitters (ca. 15 %) aufgrund der Unterlage induziert werden (siehe z. B. Fe/Cu(001) /2/).

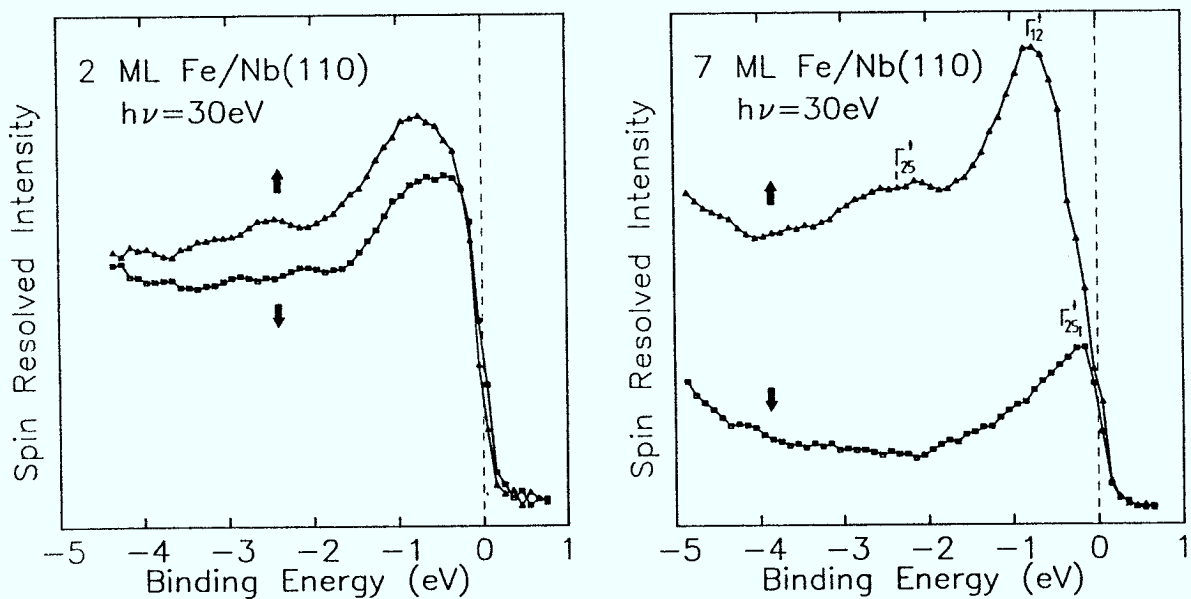


Abb. III.11: Spinabhängige Photoemissionsspektren für eine 2 ML und 7 ML Fe-Schicht auf Nb(110)

Abb. III.11 zeigt spinaufgelöste Photoemissionsspektren für einen 2 ML- und einen 7 ML Fe-Film gemessen bei 30 eV Photonenenergie. Das Spektrum der 7 ML-Schicht entspricht dem eines Fe(110)-Einkristalls. Der größte Peak bei etwa 0.8 eV Bindungsenergie rührt von der Emission aus dem $\Sigma_4^{\downarrow}$ -Band am $\Gamma_{12}^{\uparrow}$ -Punkt. Die beiden schwächeren Strukturen bei ca. 2.3 eV im

Majoritäts- bzw. 0.2 eV im Minoritätsspektrum entsprechen der Emission des $\Sigma_1^\uparrow$ - bzw. $\Sigma_1^\downarrow$ -Bandes am Γ_{25} -Punkt. Daraus ergibt sich direkt die Austauschaufspaltung für das Volumen zu $\Delta_{\text{ex}} = 2.1 \pm 0.1$ eV in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen /66/ und theoretischen Vorhersagen /77/.

Das 2 ML-Spektrum zeigt im wesentlichen die gleichen Strukturen wie der 7 ML-Film. Allerdings sind die vom Volumen- $\Sigma_4^\uparrow$ - und $\Sigma_1^\downarrow$ -Peak nahe E_F herrührenden Strukturen deutlich verbreitert, was vermutlich auf Hybridisierung mit den 4d-Elektronen des Nb-Substrats zurückzuführen ist. Die Austauschaufspaltung läßt sich somit nicht zuverlässig bestimmen. Außerdem fällt auf, daß die Spinpolarisation nahe E_F negativ ist im Gegensatz zum 7 ML-Film (s. auch Abb. III.10). Ursache dafür ist offensichtlich eine reduzierte Breite des $\Sigma_4^\uparrow$ -Majoritätsbandes in 2 ML-Filmen gegenüber dem Volumenfall aufgrund der geringeren Anzahl nächster Nachbarn (sog. band-narrowing).

Die negative Spinpolarisation nahe E_F verschwindet etwa ab der dritten Monolage, wobei die Spektren dann bereits bis auf die reduzierte Spinpolarisation volumenähnlich sind.

Um den Übergang von der dreidimensionalen zur zweidimensionalen elektronischen Struktur genauer zu verfolgen, sind daher Schichtsysteme erforderlich, die ferromagnetische Ordnung bis in den Bereich einer einzigen Monolage zeigen. Ein solches System ist das System Fe/Au(001) (s. /10/), das daher im folgenden untersucht werden soll.

4.2 Monolagen von Fe und Co auf Au(001)

4.2.1 Die elektronische Struktur des Au(001)-Substrats

Im folgenden wird über die ersten Messungen der spinaufgespaltenen Bandstruktur an ferromagnetischen Monolagenfilmen von Fe und Co auf Au(001) berichtet.

Zu Beginn jedoch sollen einige Fakten zur elektronischen Struktur der Au(001)-Fläche, die als Substrat dient, zusammengefaßt werden (siehe auch /78/, /79/).

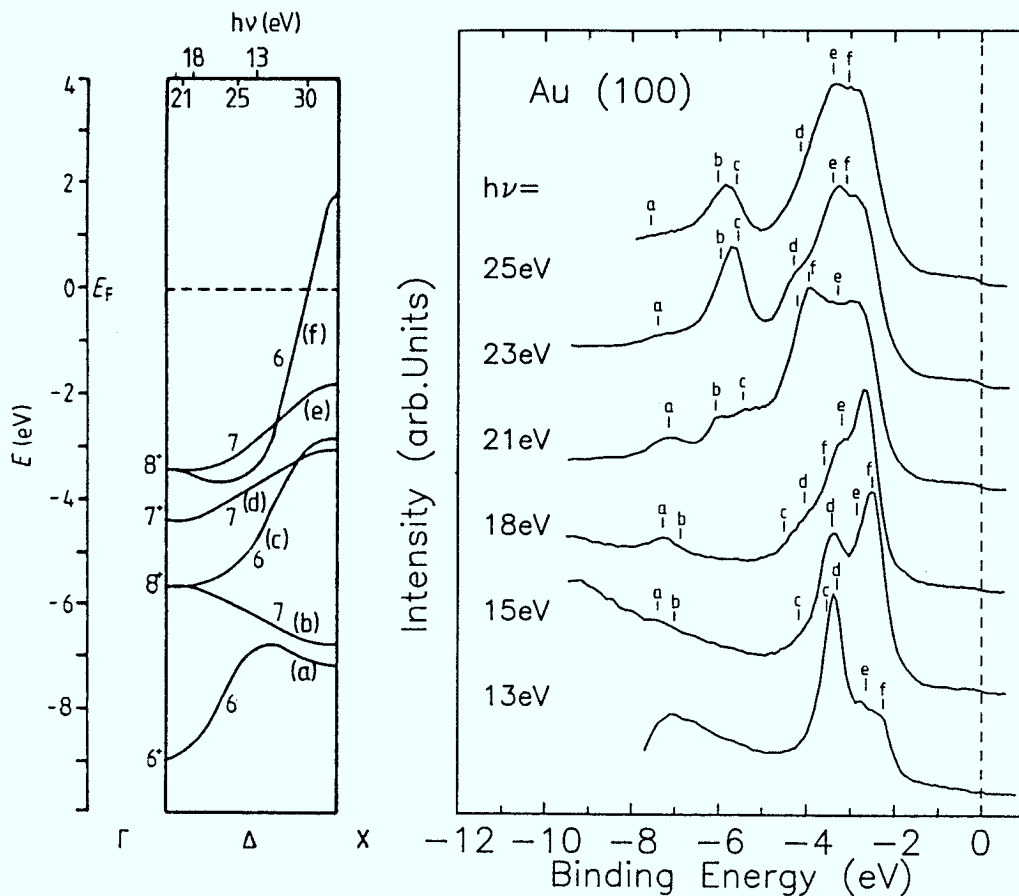


Abb. III.12: Photoemissionsspektren der rekonstruierten Au(100)-Fläche in Normalemission bei verschiedenen Photonenenergien. Zum Vergleich eine berechnete $E(k_{\perp})$ -Bandstruktur (Ref. /80/).

Abb. III.12 zeigt Energieverteilungskurven der rekonstruierten Au(001)-Oberfläche, die im Photonenenergiebereich von 13 bis 25 eV in normaler Emission aufgenommen wurden. Der Polarisationsvektor des Lichtes steht parallel zum (110) Azimuth. Man mißt dabei in Normalemission die Bandstruktur entlang der Δ -Richtung der fcc-Brillouinzone. Wegen relativistischer Spin-Bahn-Kopplungseffekte in Au verlieren die Auswahlregeln aus Tab. III.1 ihre Gültigkeit. Es sind nunmehr in relativistischer Doppelgruppen-Notation Zustände mit Δ_6 -Symmetrie als Endzustände und mit Δ_6^- oder Δ_7 -Symmetrie als Anfangszustände erlaubt.

Man findet über den gesamten Photonenenergiebereich starke Emission zwischen 2 und 8 eV Bindungsenergie, die von den 5d-Elektronen des Au herrührt. Unterhalb von 2 eV hingegen gibt es nur einen sehr schwachen Beitrag des 6s-Bandes. Aus diesem Grunde ermöglicht die Au-Unterlage eine relativ ungestörte Beobachtung der für den Magnetismus verantwortlichen 3d-Bänder von Fe und Co, die zwischen 0 und 3 eV Bindungsenergie liegen.

Die Strukturen der gemessenen EDC's lassen sich sehr gut mit einer selbstkonsistenten relativistischen Bandstrukturechnung von H. Eckardt et al. /80/ korrelieren (siehe Abb. III.12). Lediglich sieht man bei Photonenenergien zwischen 18 und 25 eV einen intensitätsstarken Peak bei etwa 2.7 eV Bindungsenergie, der nicht mit der berechneten Bandstruktur übereinstimmt.

Zerstört man die (5 x 20)-Rekonstruktion der Au-Oberfläche durch kurzes Sputtern mit Ar^+ -Ionen, so verschwindet dieser Peak und es bleiben nur Strukturen übrig, die mit der Volumenbandstruktur korrelieren (s. Abb. III.13). Bildet man die Differenzspektren für die rekonstruierte und die (1 x 1)-Oberfläche, so findet man insgesamt drei Strukturen bei 2.7 eV, 3.4 eV und 5.6 eV. Ihre Bindungsenergie hängt nicht von der Energie der anregenden Photonen ab, d. h. sie zeigen offensichtlich keine Dispersion mit $k_{\perp}$ (s. a. Abb. III.12). Dies erlaubt eine Interpretation als Oberflächenresonanzen, d. h. an der Oberfläche lokalisierten Zuständen, die exponentiell ins Innere abfallen, jedoch mit Volumenzuständen energetisch entartet sind. An der Au(001)-Oberfläche entstehen sie

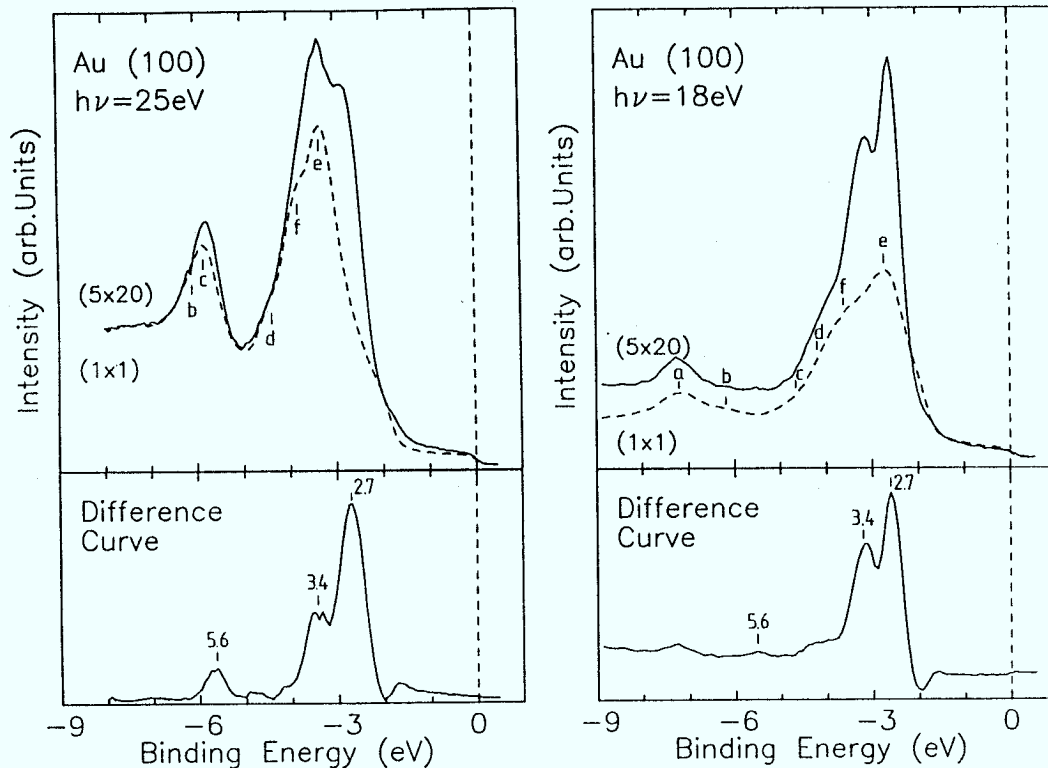


Abb. III.13: Vergleich der Spektren von rekonstruierter und primitiver Au(001) - Oberfläche.

aufgrund der geänderten elektronischen Struktur in der rekonstruierten Oberfläche. Zimmer et al./81/ haben ähnliche Strukturen auch für die (111)-Fläche beobachtet, die ebenfalls eine Oberflächenrekonstruktion zeigt.

Diese Ergebnisse zeigen einmal mehr die einzigartigen Möglichkeiten der Photoemissionsspektroskopie. Mit ihrer Hilfe lassen sich Änderungen in den elektronischen Eigenschaften noch an einer einzigen Atomlage an der Oberfläche, bedingt durch die geringere Koordinationszahl und unterschiedliche chemische Umgebung, erkennen.

4.2.2 Die Grenzflächen Fe/Au und Co/Au

Wie wir bereits in Kap. III.3 gesehen haben, zeigen Fe/Au(001) und Co/Au(001) ein weitgehend ideales lagenweises Wachstum ohne nennenswerte Fehlanpassung. Sie können daher als Kandidaten für experimentell realisierbare Modellsysteme zweidimensionalen Magnetismus verstanden werden. Zu Beginn soll zunächst untersucht werden, ob Interdiffusion oder Segregation an der Grenzfläche zwischen 3d-Metall und Substrat auftritt.

Einen guten Aufschluß über Veränderungen der elektronischen Struktur bei Adsorption von Fe und Co auf der Au(001)-Fläche gewinnt man bereits aus nicht spinaufgelöst gemessenen EDC's. Abb. III.14 zeigt eine Serie von EDC's für 25 eV Photonenenergie bei unterschiedlichen Bedeckungen von Fe bzw. Co. Die Anregung erfolgte mit s-polarisierter Synchrotronstrahlung ($E \parallel \text{Au}(110)$ bzw. $\text{Fe}(010)$), die Elektronen wurden in Normalenrichtung detektiert. Diese Bedingungen gelten, sofern nicht ausdrücklich anders angegeben, auch für alle im folgenden gezeigten Spektren.

Wie erwartet, dominiert bei geringer 3d-Metallbedeckung im Bereich von 2 bis 7 eV Bindungsenergie die Emission aus Au 5d-Zuständen. Mit zunehmender Schichtdicke erkennt man die 3d-Zustände von Fe und Co nahe der Fermikante. Dabei liegt das Maximum für Fe bei etwa 0.3 eV, während die 3d-Zustände von Co mit 0.6 eV etwas stärker gebunden sind. Dies ist im Einklang damit, daß die elektronische Struktur von Fe- und Co-Schichten aufgrund ihrer unterschiedlichen Zahl von d-Elektronen und der möglicherweise anderen Kristallstruktur bei hohen Bedeckungen verschieden sein sollte. Bei einer Bedeckung von 0.1 - 0.2 ML zeigen die Spektren, abgesehen von einer etwas stärkeren 3d-Emission in der Nähe der Fermienergie, große Ähnlichkeit mit denen der (1 x 1)-Oberfläche in Abb. III.13. LEED-Untersuchungen bestätigen in der Tat, daß bei dieser Bedeckung die (5 x 20)-Rekonstruktion in eine primitive (1 x 1)-Struktur übergeht. Es verschwinden daher die durch die rekonstruierte Oberfläche hervorgerufenen Zustände. Bei höherer Bedeckung werden auch die volumenartigen Au 5d-Zustände gedämpft. Dies geschieht nicht gleichmäßig, wie man es für ein völlig wechselwirkungsfreies System erwarten würde. Im Bereich von etwa 5 ML-Bedeckung zeigen sich in allen Spektren zwei Peaks

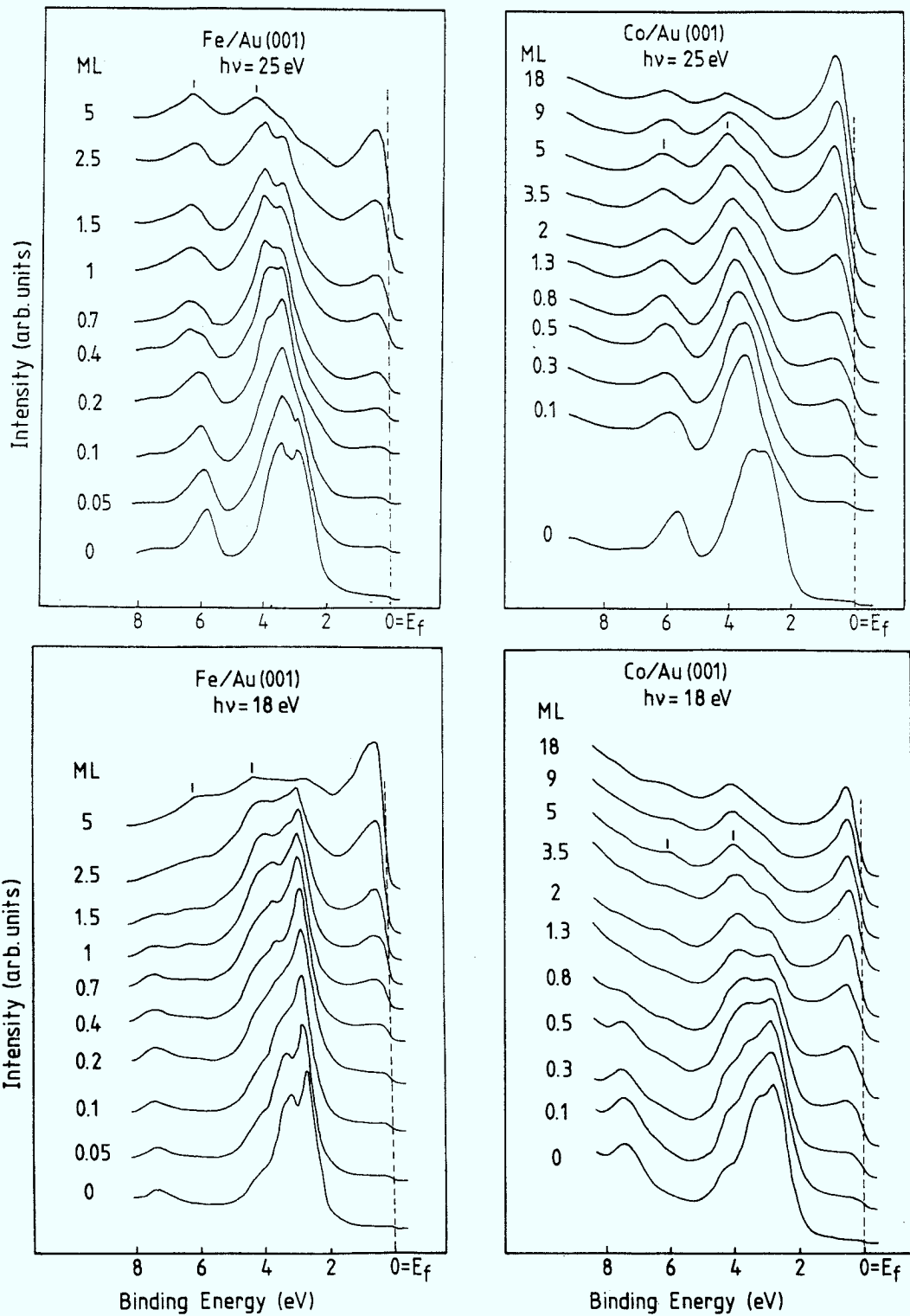


Abb. III.14: Serie von EDCs für unterschiedliche Fe- bzw. Co-Bedeckungen aufgenommen in Normalemission bei 18 eV und 25 eV Photonenenergie

bei 4.2 eV und 6.1 eV, die erst bei noch größeren Bedeckungen allmählich verschwinden. Die Energiedifferenz von 1.9 ± 0.2 eV entspricht gerade der atomaren Spin-Bahn-Aufspaltung von Au /82 - 84/. Dies wird als Hinweis auf Au-Atome an der Oberfläche angesehen und deutet damit auf Interdiffusion bzw. Segregation von Au-Atomen hin, die aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts der 5d-Elektronen bei Photonenenergien um 20 eV sichtbar wird. Wegen der exponentiellen Dämpfung der Reichweite heißer Elektronen (siehe Kap. III.3) kann es sich jedoch nicht um einen großen Effekt handeln. Um dies zu bestätigen, wurde die Änderung der Austrittsarbeit als Funktion der Bedeckung mit Hilfe der kinetischen Energie der emittierten Photoelektronen gemessen (siehe Gl. III.1).

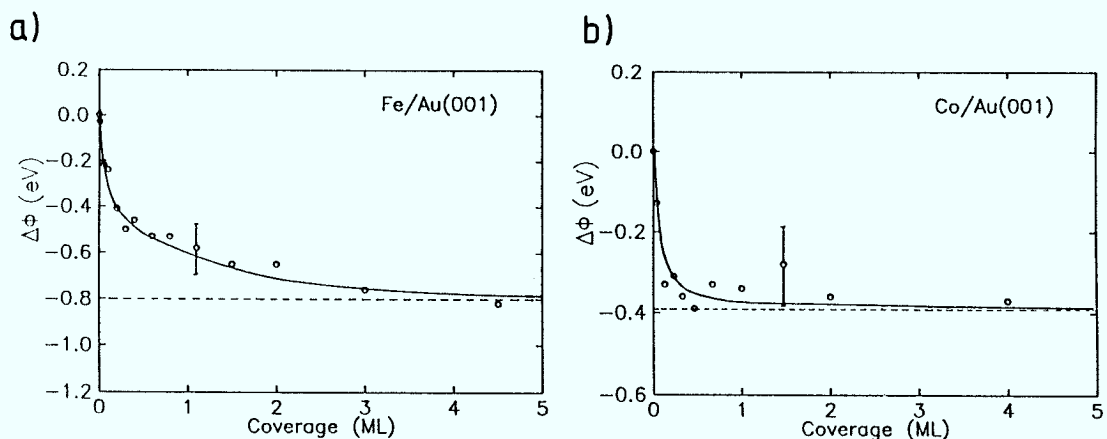


Abb. III.15: Änderung der Austrittsarbeit als Funktion der Schichtdicke für Fe bzw. Co auf Au(001). Die gestrichelte Linie entspricht dem Volumenwert /96,97/.

Abb. III.15 zeigt das Ergebnis für Fe und Co-Schichten auf Au(001). Man erkennt einen steilen Abfall bis etwa 0.3 ML Bedeckung. Während für Co der Volumenwert (gestrichelte Linie) dann bereits erreicht ist, nimmt die Austrittsarbeit für die Fe-Filme mit zunehmender Bedeckung noch weiter ab. Der steile Abfall zeigt, daß die Grenzfläche der epitaktisch hergestellten Schichten relativ scharf ist, somit Interdiffusion oder Segregation keinen nennenswerten Beitrag liefern.

4.3 Diskussion der Photoemissionsresultate

4.3.1 Magnetismus und elektronische Struktur von Monolagenfilmen

Das Einsetzen langreichweitiger Ordnung in den Monolagenfilmen wurde wiederum an der Spinpolarisation der Photoelektronen aus dem 3d-Band verfolgt. Es zeigt sich, daß beide Systeme bei Raumtemperatur ab einer Schichtdicke von ca. 1 ML in der Schichtebene remanent magnetisiert werden konnten. Für das System Fe/Au(001) werden damit die Ergebnisse von R. Germar /10/ bestätigt. Für Co/Au(001) konnte dagegen zum ersten Mal der experimentelle Beweis einer magnetischen Monolage erbracht werden.

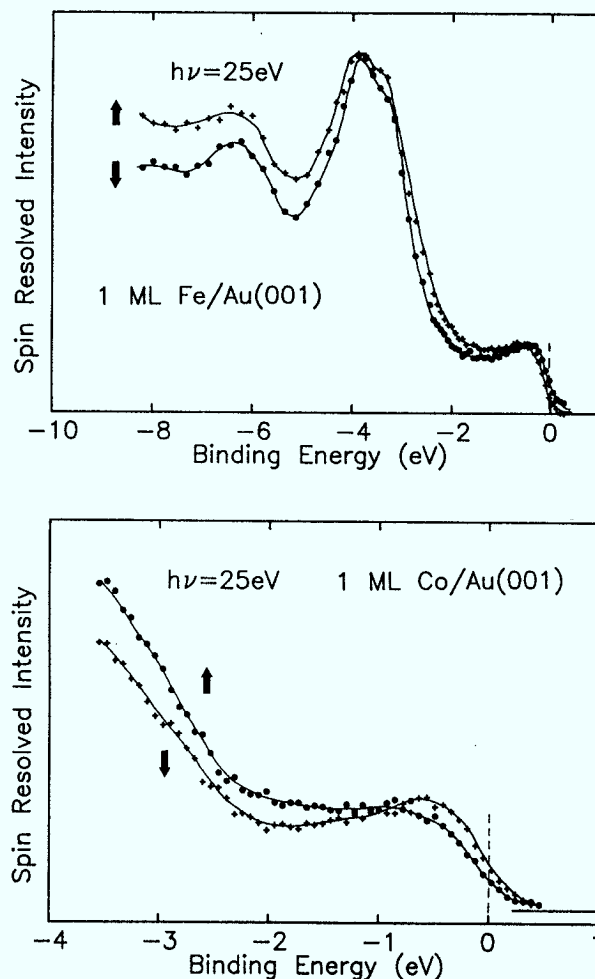


Abb. III.16 : Spinabhängige EDCs für eine Monolage Fe und Co auf Au(001)

Spinaufgelöste Photoemissionsspektren von ferromagnetischen Fe/Au(001)- und Co/Au(001)-Monolagenfilmen zeigt Abb. III.16. Die höchste Spinpolarisation wird erwartungsgemäß im Bereich der 3d-Elektronen gemessen. Eine negative Spinpolarisation beobachtet man in der Nähe der Fermienergie, d. h. hier überwiegt die Emission aus Minoritätszuständen, während bei höheren Bindungsenergien Majoritätszustände dominieren. Die Spinpolarisation für beide Monolagenfilme beträgt $12 \pm 3 \%$ (gemessen bei etwa 2 eV Bindungsenergie). Sie nimmt mit wachsender Bedeckung zu und läuft asymptotisch gegen den Volumenwert (s. Abb. III.17).

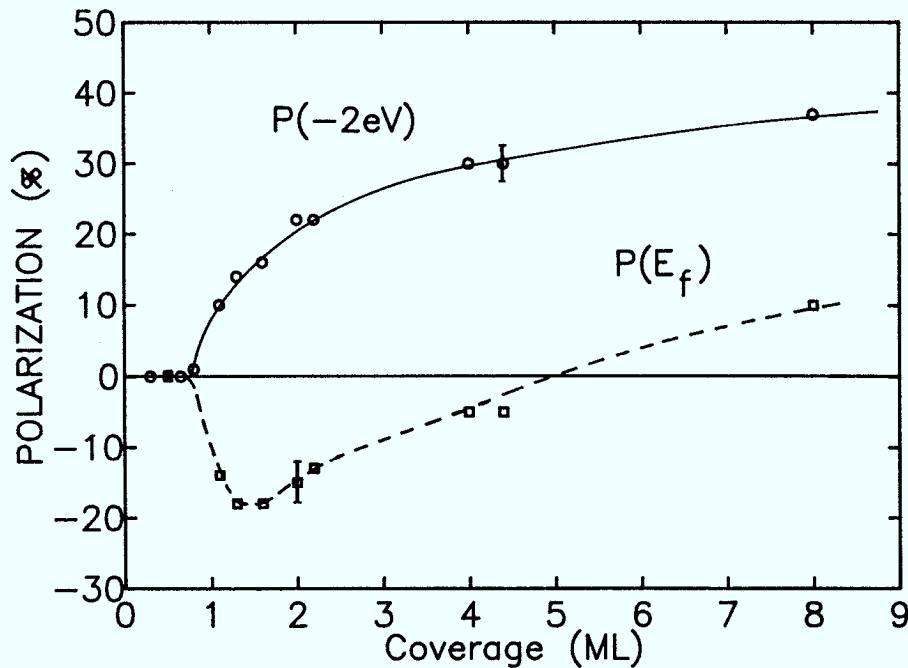


Abb. III.17 : Spinpolarisation ultradünner Fe-Schichten auf Au(001) bei 2 eV Bindungsenergie und an der Fermienergie als Funktion der Schichtdicke.

Bei Schichtdicken unterhalb einer Monolage wurde innerhalb der apparativen Nachweisgrenzen ($\pm 5 \%$) sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 140 K keine Polarisation gemessen. Vorläufige Messungen der

Schichtdickenabhängigkeit der Magnetisierung mit spinpolarisierter niederenergetischer Elektronenbeugung (SPLEED) /85/ legen ebenfalls den Schluß nahe, daß Schichten im Submonolagenbereich keine langreichweitige magnetische Ordnung zeigen.

4.3.2 Übergang von der dreidimensionalen zur zweidimensionalen elektronischen Struktur

Im Hinblick auf das Verständnis der elektronischen Struktur eines ferromagnetisch ordnenden Monolagenfilms eines 3d Metalls soll zunächst generell die Frage untersucht werden, wie sich aus einer zweidimensionalen Bandstruktur beim Übergang zu dickeren, volumenähnlichen Schichten die bekannte dreidimensionale elektronische Struktur aufbaut. Die ohne Spindetektion gemessenen Spektren der Abb. III.14 geben hier nur einen Überblick.

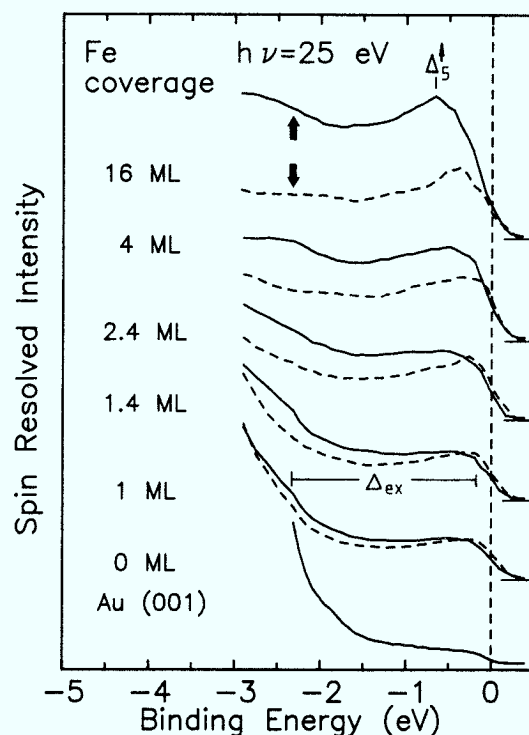


Abb. III.18 : Entstehung der dreidimensionalen elektronischen Struktur beobachtet an spinabhängigen Photoemissionsspektren von Fe auf Au(001) mit zunehmender Fe-Bedeckung gemessen bei 25 eV Photonenenergie.

Abb. III.18 zeigt eine Reihe von spinaufgelösten Photoemissionsspektren ausgehend vom reinen Au(001)-Substrat bis zu einer Fe-Schichtdicke von 16 ML. Während für wenige Monolagen nahe E_F die Emission aus Minoritätszuständen überwiegt, nimmt mit wachsender Bedeckung auch dort die Majoritätsemission zu. Für eine Monolage überwiegt die Emission von Minoritätselektronen dabei für Fe bis etwa 0.4 eV Bindungsenergie und für Co bis 0.9 eV. Der "Crossover" zwischen Minoritäts- und Majoritätsdominanz nahe E_F verschiebt sich mit wachsender Bedeckung nach E_F . Diese Situation ist bei etwa 4 ML Bedeckung erreicht.

Oberhalb von etwa 2 eV Bindungsenergie dominiert generell im ML-Bereich die Emission des Au 5d-Bandes. Bei genauerem Hinsehen bemerkt man in den 1 ML-Spektren eine schwache Majoritätsstruktur bei 2.4 eV für Fe und ca. 2 eV für Co, die durch Strichmarkierung gekennzeichnet ist. Bei einer Bedeckung von etwa 2 ML sind diese nicht mehr zu erkennen. Im Falle von Fe wird oberhalb etwa 4 ML Bedeckung ein neuer Majoritätspeak bei 2.6 eV beobachtet, der dann auch bei größeren Schichtdicken bestehen bleibt.

Das Spektrum der 16 ML Fe-Schicht stimmt bereits sehr gut mit dem von Fe-Einkristallen (siehe z. B. Ref. /46/) überein und sollte daher im Rahmen der Volumenbandstruktur von bcc-Fe (s. Abb. III.19) interpretiert werden können.

In Normalemission aus der (100)-Fläche eines bcc-Kristalls detektiert man die Bandstruktur entlang der Γ -H-Richtung der Brillouinzone. Aus Symmetriegründen (s. Kap. III.2) sind bei s-polarisiertem Licht als Anfangszustände nur Zustände mit Δ_5 -Symmetrie erlaubt. Mit der Annahme freier Elektronen für die Endzustände ergibt sich bei Anregung mit Photonenenergien von 25 eV der k-Vektor im Anfangszustand in der Nähe des H-Punktes ($k_{\perp} \approx 1.55 \text{ \AA}^{-1}$). Der Majoritätspeak bei 0.6 eV im Spektrum der 16 ML-Schichten, aufgenommen mit $h\nu = 25 \text{ eV}$ (Abb. III.20), entspricht dann gerade der Emission aus dem $\Delta_5^{\uparrow}$ -Majoritätsband. Unter diesen Bedingungen erwartet man keine Minoritätsemission. Berücksichtigt man jedoch realistische Endzustandsbänder, die aus Bandstrukturechnungen ermittelt wurden (z. B. Feder et al /86/), so lassen sich die

Minoritätsemission nahe E_F und die Majoritätsstruktur bei 2.6 eV der Emission aus Zuständen des flachen Δ_5^- (bzw. Δ_5^+) Bandes nahe dem Γ -Punkt zuschreiben. Diese Interpretation im Sinne einer Volumenbandstruktur wird durch spinaufgelöste EDC's bei verschiedenen Photonenenergien (s. Abb. III.20) bestätigt. Die Dispersion des dominierenden Δ_5^+ -Majoritätspeaks stimmt mit der Volumenbandstruktur (Abb. III.19) überein.

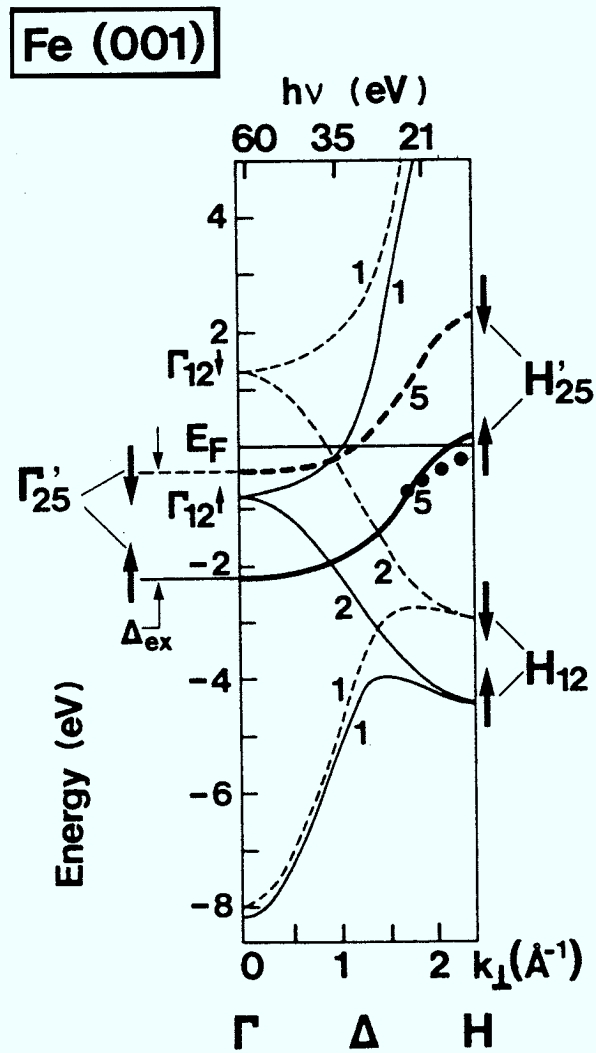


Abb. III.19: Volumenbandstruktur von Fe(001) nach Wang und Callaway /95/.

Da sich die Spektren der 16 ML und der 4 ML Fe-Schicht in Abb. III.18 bereits ähneln, kann man daraus schließen, daß kurz oberhalb von etwa 4 - 6 ML eine Volumenbandstruktur entsprechend einer bcc-Struktur weitgehend ausgebildet ist. Dies stimmt mit Beobachtungen von K.H. Walker an 5 ML-Schichten von Fe auf Ag überein /66/.

Für Co wurden bisher noch keine spinabhängigen Spektren von Filmen dicker als 4 ML aufgenommen. Man sollte jedoch auch hier im Bereich einiger ML einen Übergang zur dreidimensionalen Bandstruktur erwarten. Im Gegensatz zum Fe sollte bei einer bestimmten kritischen Schichtdicke die metastabile Co-Struktur der 1 ML in die stabile hcp-Konfiguration der 3D-Ordnung übergehen. Diese interessante Frage wurde jedoch nicht untersucht.

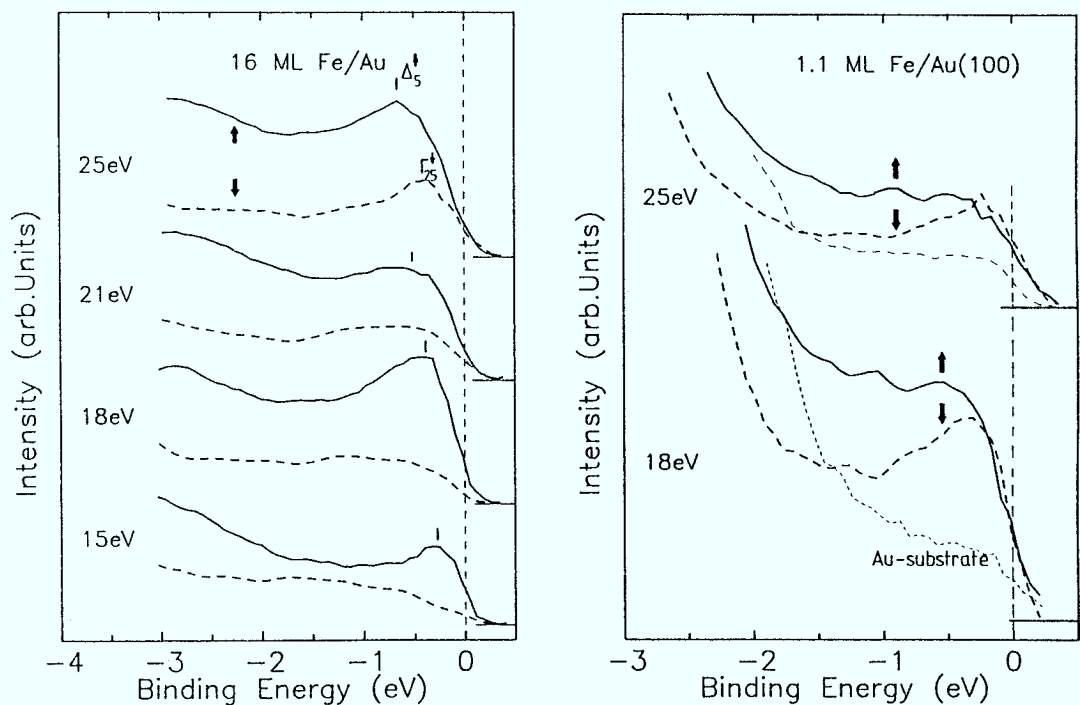


Abb. III.20 : $E(k_{\perp})$ - Dispersion für einen 16 ML Fe-Film und einen Monolagenfilm.

Im Gegensatz zu den dicken Filmen zeigt ein Fe- bzw. Co-Monolagenfilm keine Dispersion in Abhängigkeit von der Photonenenergie und mithin von $k_{\perp}$ (s. Abb. III.20). Dies unterstreicht erneut die echte Zweidimensionalität einer solchen Schicht.

4.3.3 Interpretation und Vergleich mit theoretischen Ergebnissen

Die Frage ist nun, wie sich das Verhalten der elektronischen Struktur beim Übergang vom dreidimensionalen Festkörper zum zweidimensionalen System beschreiben läßt. Wir wollen dies im folgenden am Beispiel von Fe ausführlicher diskutieren. Dabei beschränken wir uns auf den Fall normaler Emission aus der (100)-Fläche eines bcc-Kristalls, bei dem elektronische Anregungen mit k -Vektoren entlang der $\Gamma(\Delta)H$ -Richtung der Brillouinzone stattfinden. Der Betrag des Wellenvektors $k_{\perp}$ hängt von der verwendeten Photonenenergie und der Dispersion der Endzustandsbänder ab. Alle möglichen Anfangszustände werden erfaßt, wenn die dreidimensionale Brillouinzone auf die zweidimensionale Oberflächenbrillouinzone projiziert wird und damit die $\Gamma(\Delta)H$ -Richtung auf das Zentrum $\bar{\Gamma}$ (s. Abb. III.21).

Abb. III.21 : Volumen- und Oberflächenbrillouinzone für eine (100)-Fläche eines kubischen Kristalls

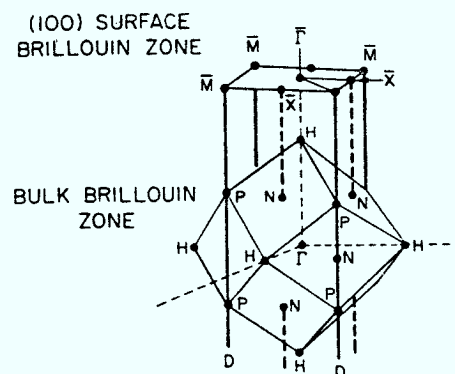


Abb. III.22 zeigt das Ergebnis einer solchen Projektion (schraffierte

Bereiche), entlang der gesamten $\bar{\Gamma}$ - $\bar{M}$ -Richtung der Oberflächenbrillouinzone für die bcc Fe-Bänder, die bezüglich Reflektion an der Spiegelebene, die $\bar{\Gamma}\bar{M}$ enthält und senkrecht zur Oberfläche steht, gerade Symmetrie haben (Δ_1 bzw. Δ_5). Am rechten Rand ist außerdem zur Verdeutlichung, für Δ_1 - und Δ_5 -Bänder getrennt, die Projektion auf den $\bar{\Gamma}$ -Punkt dargestellt. Sie läßt sich auch direkt aus Abb. III.19 ablesen.

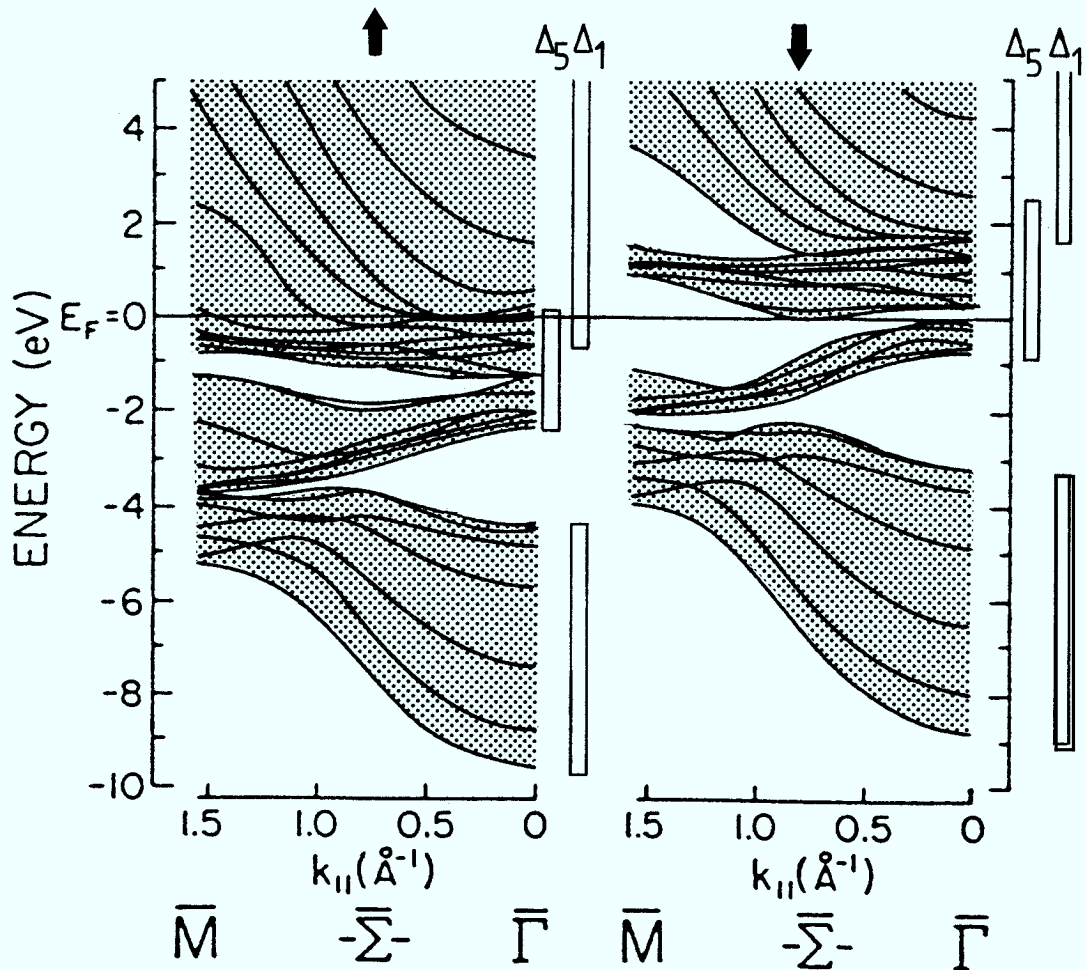


Abb. III.22: Bandstruktur eines 7-Lagen-Fe-Films in der Oberflächenbrillouinzone. Die schraffierten Bereiche entsprechen der Projektion der Volumenbandstruktur auf die Oberflächenbrillouinzone.

Im Volumenkristall wird wegen der k -Erhaltung durch die Photonenenergie aus jedem Streifen ein Zustand mit einer bestimmten Bindungsenergie

entsprechend der $E(k_{\perp})$ -Dispersion ausgewählt. Reduziert man nun die Dicke des Kristalls auf einige Atomlagen, so führt dies zu einer Quantisierung der Energieniveaus bzgl. $k_{\perp}$. Für einen Film von N Atomlagen erhält man genau N Eigenzustände in $k_{\perp}$ -Richtung. Man hat also keine kontinuierliche $E(k_{\perp})$ Dispersion mehr.

Bezogen auf die Oberflächenbrillouinzone bedeutet das, daß für ein festes $k_{\parallel}$ innerhalb der in Abb. III.22 schraffierten Bereiche jetzt nur noch diskrete Zustände angeregt werden können. Die entsprechenden Bänder für eine 7 Atomlagen dicke Fe-Schicht gemäß einer Rechnung von Wang und Freeman /87/ sind in Abb. III.22 ebenfalls eingezeichnet. Wie man sieht, überstreichen diese praktisch den gesamten schraffierten Bereich der Volumenprojektion.

Im Photoemissionsexperiment an einer wenige ML dicken Schicht sollte man im Rahmen dieses Modells eine schmale Bande von Linien erwarten, deren Intensität moduliert ist und in der Nähe des Volumen-Interbandübergangs maximal wird. Entsprechende Spektren für Ag-Filme auf Pd(001) wurden auch von Loly und Pendry /88/ berechnet und von Pessa et al. /89/ gemessen. Imperfektionen in der lokalen Umgebung der Adsorbatatome (z. B. durch atomare Defekte, unvollständige Atomlagen oder Stufen in der Unterlage) bewirken jedoch neben der üblichen Lorentzverbreiterung aufgrund endlicher Lebensdauer der angeregten Zustände eine zusätzliche Verschmierung der Energiezustände. Deshalb erscheinen Spektren für 4 und mehr Atomlagen aufgrund der Intensitätsmodulation bereits im wesentlichen volumenähnlich (vgl. Abb. III.17).

Erst bei Schichtdicken von etwa 3-5 Atomlagen werden Strukturen beobachtet, die mit der Entstehung der einzelnen Atomlagen korrelieren (z. B. für Cr/Au /90/ und Hg/Ag /91/). Die Zahl der vom Adsorbat herrührenden Bänder in der Oberflächenbandstruktur ist dann so gering, daß sie nicht mehr den gesamten Bereich, der vorher vom Volumenband ausgefüllt wurde, überdecken. Dies äußert sich in den spinaufgelösten Spektren bei $h\nu = 25$ eV deutlich in einer Abnahme und letztendlich einem Verschwinden der Majoritätsemission nahe E_F . Wegen der Photonenenergie

von 25 eV finden nämlich im Volumen direkte Übergänge von $\Lambda_5^{\uparrow}$ -Zuständen nahe E_F statt (vgl. auch Abb. III.19). Hingegen existiert bei weniger als 4 Atomlagen offensichtlich am $\bar{\Gamma}$ -Punkt kein mit $\Lambda_5^{\uparrow}$ -Zuständen korreliertes Majoritätsband mehr dicht bei E_F .

Bisher wurde die Wechselwirkung mit dem Substrat in der Diskussion nicht berücksichtigt. Tatsächlich wird aber bei Schichten von wenigen Atomlagen Dicke der genaue Verlauf der Bänder aufgrund von Hybridisierung auch vom darunterliegenden Substrat bestimmt. Theoretische Bandstrukturrechnungen für eine Monolage Fe oder Co auf Au(001) liegen uns leider bisher noch nicht vor. Daher wird zum Vergleich die Bandstruktur für 1 ML Fe/Ag(001) von Richter, Gay und Smith /4/ herangezogen (s. Abb. III.23). Wegen der vergleichbaren Elektronenkonfiguration und der fast identischen Gitterkonstanten von Ag und Au ist dies in erster Näherung wohl gerechtfertigt, auch wenn experimentell für eine Monolage Fe auf Ag(001) eine andere magnetische Anisotropie gefunden wird /4/. Die d-artigen Bänder des Fe liegen in Abb. III.23 im wesentlichen innerhalb des durch die breiten Linien gekennzeichneten Bereichs. In Normalemission werden am $\bar{\Gamma}$ -Punkt mit s-polarisiertem Licht in Strenge nur Bänder mit $\bar{\Gamma}_5$ -Symmetrie (diese entsprechen den Volumen- Λ_5 -Bändern) beobachtet. Sie sind im $\bar{\Gamma}$ -Punkt zweifach entartet und daher gleichzeitig Ursprung von Bändern gerader und ungerader Symmetrie.

Man erhält nach Abb. III.23 einen Minoritätszustand bei etwa 0.7 eV oberhalb E_F und einen Majoritätszustand mit etwa 2.1 eV Bindungsenergie. Im Experiment findet man für Fe/Au einen Majoritätszustand bei etwa 2.4 eV und einen Minoritätszustand nahe E_F . Ordnet man diese der Emission aus Zuständen mit $\bar{\Gamma}_5$ -Symmetrie zu, so ergibt sich für die Austauschspaltung ein um etwa 0.6 eV niedrigerer Wert als theoretisch vorhergesagt. Außerdem wäre die Fermienergie in den Rechnungen um etwa 0.8 eV zu niedrig bestimmt. Ein solcher Trend findet sich auch in Messungen von O'Neill und Weaver an Cr-Monolagen auf Au im Vergleich mit entsprechenden Bandstruktur-Rechnungen (E_F ca. 0.3 eV zu niedrig) /90/.

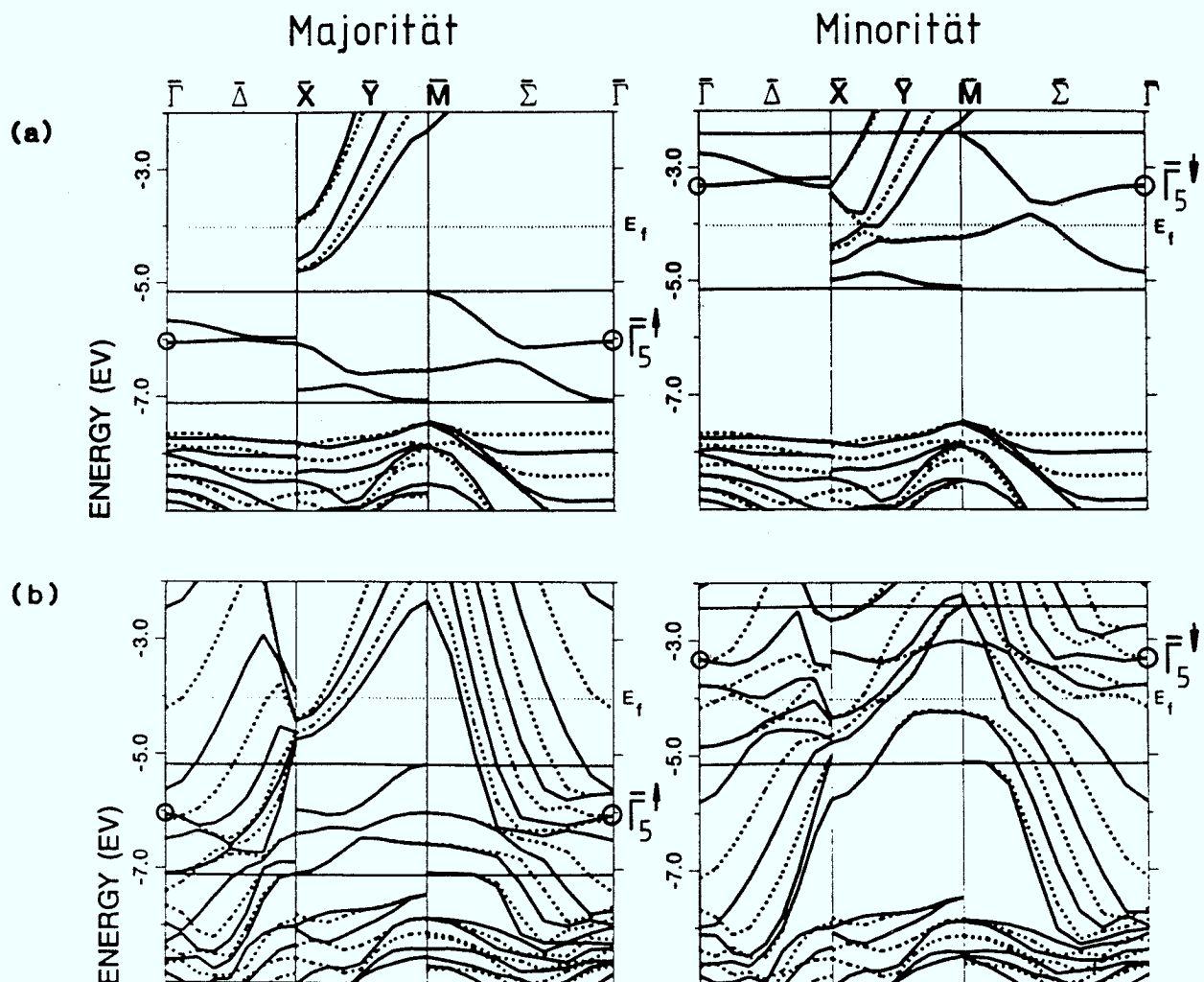


Abb. III.23: Berechnete Bandstruktur für 1 ML Fe/Ag (001) von Richter et al. /4/ für Bänder mit ungerader (a) und gerader (b) Symmetrie bezüglich Reflektion an einer Spiegelebene, die senkrecht zur Oberfläche steht.

Eine andere Interpretationsmöglichkeit wäre jedoch, daß die

Minoritätsemission nahe E_F von dem einfach entarteten Zustand bei etwa 0.7 eV Bindungsenergie herrührt. Dessen Beitrag zur Gesamtintensität sollte für s-polarisiertes Licht in normaler Emission eigentlich klein sein, da sich das Übergangsmatrixelement im wesentlichen proportional zu $\sin \theta_e$ (θ_e = Emissionswinkel) verhält, aufgrund der begrenzten Winkelauflösung des Experiments kann man jedoch auch hier einen Beitrag erwarten.

Für die Co-Monolage ist die Austauschspaltung kleiner als Fe (ca. 1.5 eV) und die Minoritätszustände erstrecken sich zu höheren Bindungsenergien. Letzteres entspricht dem allgemeinen Trend der Zustandsdichten für Fe- bzw. Co-Monolagenfilme auf Pd und Ag (s. Ref. /92, 93/).

Schließlich wurde für eine Monolage Fe auf Au(001) die Dispersion der elektronischen Bandstruktur entlang der $\bar{\Gamma}\bar{X}$ -Richtung beobachtet. Dazu wurde der Emissionswinkel der Photoelektronen in der (010)-Spiegelebene variiert. Der Lichtvektor lag dabei in der Einfallsebene, so daß nur Anfangszustände mit gerader Symmetrie detektiert werden konnten. Abb. III.24 zeigt die spinabhängigen EDCs entlang der $\bar{\Gamma}\bar{X}$ -Richtung im Bereich bis zu 2 eV Bindungsenergie aufgenommen bei 140 K. Während die Majoritätsemission flach und strukturlos ist, erkennt man eine schwache Dispersion des Minoritätsbandes, das ausgehend von 0.4 eV Bindungsenergie am $\bar{\Gamma}$ -Punkt zunächst um etwa 0.2 eV zur Fermienergie wandert und ab etwa 22° Emissionswinkel ($k_{||} \approx 0.8 \text{ \AA}^{-1}$) wieder umkehrt. Der $\bar{X}$ -Punkt entspricht dabei einem $k_{||}$ von $1.1 \text{ \AA}^{-1}$. Der gemessene Verlauf ist in genereller Übereinstimmung mit der berechneten Bandstruktur von Richter et al. /4/ auf Seite 106 (Abb. III.23). Das von $\bar{\Gamma}$ -Punkt ausgehende Minoritätsband gerader Symmetrie bei etwa 0.7 eV Bindungsenergie wandert entlang $\bar{A}$ allmählich zur Fermikante, die kurz vor dem $\bar{X}$ -Punkt fast erreicht wird. Gleichzeitig taucht ab der Mitte von $\bar{\Gamma}\bar{X}$ im Bereich von 0.5 eV Bindungsenergie ein weiteres Minoritätsband auf, das dann sehr flach verläuft und die Minoritätsemission in der Nähe des $\bar{X}$ -Punktes verursacht.

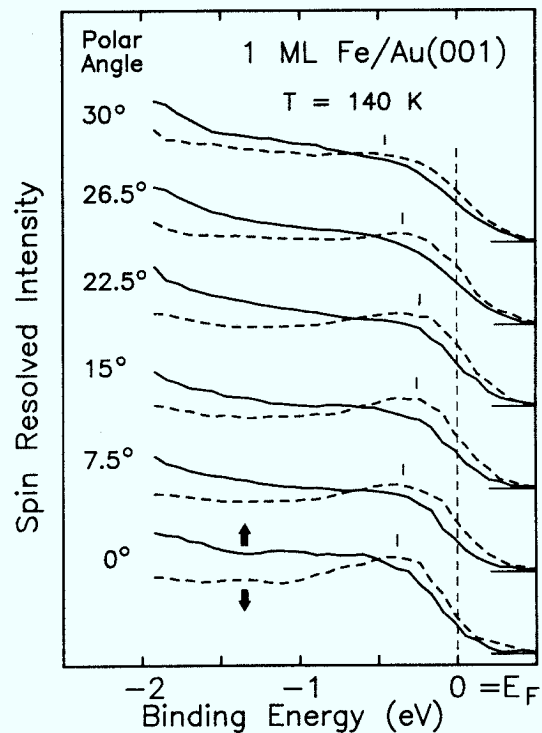


Abb. III.24: $E(k_{\parallel})$ -Dispersion für eine ML Fe/Au(001) entlang der $\bar{\Gamma}\bar{X}$ -Richtung gemessen bei 25eV Photonenenergie.

Die Ergebnisse der ersten spinpolarisierten Photoemissionsexperimente an ferromagnetischen Monolagen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Fe- und Co-Monolagen auf Au(001) sind bei Raumtemperatur ferromagnetisch mit der leichten Richtung in der Schichtebene im Unterschied zu Fe/Ag /1/.
2. Spinaufgelöste Photoemissionsspektren eines Monolagenfilms unterscheiden sich deutlich von denen einer dickeren Schicht. Die Bandstruktur eines Monolagenfilms zeigt zweidimensionales Verhalten und läßt sich im Rahmen theoretischer Bandstrukturechnungen /4/ verstehen.
3. Die Austauschspaltung für eine Monolage Fe beträgt etwa 2.3 ± 0.1 eV und entspricht innerhalb der Meßgenauigkeit dem Volumenwert.

IV. Zusammenfassung

Im Rahmen einer Zusammenarbeit des Instituts für Festkörperforschung der KFA Jülich mit der BESSY GmbH in Berlin wurde als größeres Projekt eine komplexe Multipol-Magnetstruktur für den 800 MeV Elektronenspeicherring als Strahlungsquelle mit zugehörigem Strahlrohrsystem aufgebaut.

Die vorliegende Arbeit gibt eine allgemeine Beschreibung der Anlage und deren Charakterisierung als neuartige, höchst leistungsfähige Synchrotronstrahlungsquelle. Dabei wurden im Rahmen dieser Arbeit insbesondere die komplexe Magnetstruktur erstellt und vermessen sowie eine erste optische Charakterisierung des installierten Undulator/Wigglers samt Strahlrohrsystem vorgenommen.

Mit dem Undulator/Wiggler und dem Toroidgittermonochromator TGM-5 steht dem Experimentator damit eine zur Zeit einmalige Lichtquelle zur Verfügung, die über einen Spektralbereich von 20 - 500 eV einen Photonenfluß von bis zu 10^{14} Photonen pro sec und Ampere Ringstrom liefert. Dies ist bei gleichem Akzeptanzbereich rund zwei Größenordnungen mehr als an herkömmlichen Dipolstrahlrohren bei BESSY. Für den Experimentator ist dabei von besonderer Bedeutung, daß die Leuchtdichte dieser Quelle auch entsprechend größer ist als im Falle der Dipolstrahlung. Auf diese Weise eröffnen sich neue Möglichkeiten auf vielen Gebieten der Spektroskopie mit Synchrotronstrahlung. Mit der Photoelektronenspektroskopie konnten als zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit u. a. erstmals spin-, energie- und winkelaufgelöste Experimente an ferromagnetischen Monolagensystemen durchgeführt werden.

Dabei konnte erstmals die spinabhängige elektronische Struktur einer einzigen Monolage von Fe und Co auf Au(001) gemessen werden. Voraussetzung hierfür war die Existenz langreichweitiger ferromagnetischer Ordnung, wobei die remanente Magnetisierung in der Ebene der Monolage liegt.

Die Struktur des zweidimensionalen Systems unterscheidet sich signifikant von der des Volumens. Majoritäts- und Minoritätsbänder schieben sich

auseinander und werden schmaler. Dies macht sich im Falle von Fe und Co auf Au(001) in einer Zunahme der Minoritätsemission an der Fermikante bemerkbar, in genereller Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen von Richter et al. /4/ für das System Fe auf Ag(001).

Experimentell wird eine leichte Dispersion $E(k_{\parallel})$ der 3d-Minoritätsbänder in $\bar{\Gamma}\bar{X}$ -Richtung der Oberflächenbrillouinzone festgestellt, jedoch nicht mit dem Wellenvektor senkrecht zur Oberfläche ($k_{\perp}$). Dies ist im Einklang mit der Zweidimensionalität der Bandstruktur einer Monolage. Die Austauschspaltung für das 2D-System beträgt im Falle von Fe ca. 2.3 eV im Vergleich zum Volumenwert von 2.1 eV /3/. Theoretisch wird für 1 ML Fe/Ag(001) eine Austauschspaltung von 2.9 eV vorhergesagt /4/.

Um den Einfluß des Substrats auf den Ferromagnetismus in reduzierter Dimension zu erfassen, wurden vergleichende Untersuchungen an einem anders gearteten Monolagensystem durchgeführt, dem auf Nb(110) pseudomorph wachsenden Fe. Hier wurde festgestellt, daß eine remanente Magnetisierung in der Schichtebene erst ab 2 ML möglich ist. Weitergehende Untersuchungen im Hinblick auf die magnetische Anisotropie von Monolagenfilmen sind unabdingbar. Auch die Theorie ist bislang nicht in der Lage, hier gesicherte Vorhersagen zu machen.

Anhang A

Einfluß von Feldfehlern auf die Elektronentrajektorie (Hard-edge-Modell)

Die folgende Überlegung geht davon aus, daß der Feldverlauf innerhalb des Wigglers an jedem Punkt der Elektronenstrahlachse jeweils nur von den beiden Magnetpolen oberhalb und unterhalb dieses Punktes abhängt. Ferner wird angenommen, daß Abweichungen vom idealen Feldwert B_0 auf der ganzen Breite b eines Magnetblockpaares konstant sind. Man kann dann den Einfluß dieser Abweichungen $\Delta B_i = B_i - B_0$ für jedes Magnetblockpaar mit der laufenden Nummer i vom Strahleintritt aus gezählt in einem sogenannten Hard-edge-Modell betrachten (s. Abb. A1).

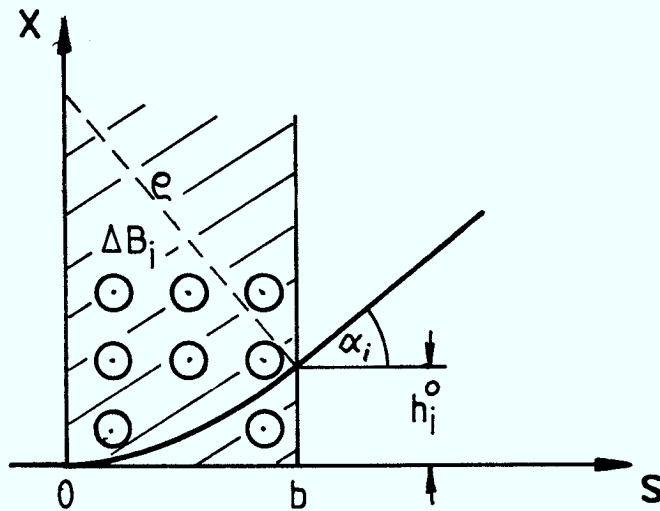


Abb. A1 : Schematische Skizze einer Elektronentrajektorie im Magnetfeld eines "hard-edge"-Magnetblocks.

Damit gilt für den Ablenkwinkel α und den Parallelversatz h des Elektrons nach Durchfliegen einer Störung ΔB_i auf einer Länge b :

$$\alpha_i = \frac{b}{\rho} \text{ und } h_i^0 = \rho - \sqrt{\rho^2 - b^2} \sim 1/2 \frac{b^2}{\rho} \quad (\text{A1})$$

Ereignet sich keine weitere Störung des idealen Feldverlaufs mehr, so ist h_i am Ende der Struktur von der Gesamtlänge L auf

$$h_i = \alpha_i (L - ib) + h_i^0 \quad (\text{A2})$$

angewachsen. Wegen $L = n \cdot b$ mit $n = \text{Zahl der Magnetblockpaare}$ und $\frac{1}{\rho} = \text{const.} \cdot \Delta B_i$ kann man auch schreiben:

$$h_i = a_i \cdot b(n-i) + h_i^0 = \text{const.} \cdot \Delta B_i (n - i + 1/2) \quad (\text{A3})$$

Durch Summation über alle Magnetblockpaare erhält man aus der Bedingung $\alpha_{\text{tot}} = \sum_i \alpha_i = 0$ das 1. Kriterium (Verschwinden des 1. Feldintegrals):

$$\sum_i \Delta B_i = 0 \quad \text{bzw.} \quad \sum_i B_i = 0 \quad (\text{A4})$$

und aus der Bedingung $h_{\text{tot}} = \sum_i B_i = 0$ das 2. Kriterium (Verschwinden des 2. Feldintegrals):

$$\sum_i \Delta B_i (n - i + 1/2) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \sum_i B_i (n - i + 1/2) = 0 \quad (\text{A5})$$

Literaturverzeichnis

- /1/ J. Araya-Pochet, C.A. Ballentine und J.L. Erskine
Phys. Rev. B **38**, 7846 (1988)

- /2/ D. Pescia, M. Stampanoni, G.L. Bona, A. Vaterlaus, R.F. Willis
und F. Meier,
Phys. Rev. Lett. **58**, 2126 (1987)

- /3/ A.J. Freeman und C.L. Fu
J. Appl. Phys. **61**, 3356 (1987)

- /4/ R. Richter, J.G. Gay und J.R. Smith
Phys. Rev. Lett. **54**, 2704 (1985)

- /5/ M.D. Mermin und H. Wagner
Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966)

- /6/ J.V. Jose, L.P. Kadanoff, S. Kirkpatrick und D.R. Nelson
Phys. Rev. B **16**, 1217 (1977)

- /7/ C.L. Fu, A.J. Freeman und T. Oguchi
Phys. Rev. Lett. **54**, 2700 (1985)

- /8/ J.G. Gay und R. Richter
J. Appl. Phys. **61**, 3362 (1987)

- /9/ M.P. Seah und W.A. Dench
Surf. Interface Anal. **1**, 2 (1979)

- /10/ R. Germar
Diplomarbeit Universität Köln 1988

- /11/ W. Gudat und E. Umbach,
Techn. Bericht BESSY TB 39/83, 53 (1983)

- /12/ W. Gudat und J. Pflüger
Z. Phys. B 61, 483 (1985)
- /13/ D. Ivanenko und J. Pomeranchuk
Phys. Rev. 65, 343 (1944)
- /14/ F.R. Elder, A.M. Gurewitsch, R.V. Langmuir und H.C. Pollock
Phys. Rev. 71, 829 (1947)
- /15/ J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Chap. 14, John Wiley
& Sons, New York 1975
- /16/ S. Krinsky, M.L. Perlman und R.E. Watson in Handbook on
Synchrotron Radiation, General Ed. Vol. 1A, D.E. Eastman,
Y. Farge, North Holland Publishing, Amsterdam 1983, S. 146 ff.
- /17/ D.F. Alferov, Y.A. Bashmakov, E.G. Bessonov
Zh. Tekh. Fiz. 43, 2126 (1973)
- /18/ D.F. Alferov, Y.A. Bashmakov, E.G. Bessonov
Sov. Phys. Tech. Phys. 18, 1336 (1974)
- /19/ K. Halbach, J. Chin, E. Hoyer, H. Winick, R. Cronin, J. Yang
und Y. Zambre
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 3136 (1981)
- /20/ K. Halbach
Nucl. Instr. Meth. A 187, 109 (1982)
- /21/ J. Pflüger, W. Gudat
Techn. Bericht BESSY TB 74/85 (1985)
- /22/ J. Pflüger, W. Gudat
Proc. Int. Conf. on Insertion Devices for Synchrotron Radiation
Sources, ed. R. Tatchyn und I. Lindau, Proc. SPIE 582, 98 (1986)

- /23/ H.F. Mildrum, M.F. Hartings, K.D. Wong und K.J. Strnat,
IEEE Trans. Magn. Mag. MM-10, 723 (1974)

- /24/ E. Hoyer, J.W.G. Chin, D. Shuman
Proc. Int. Conf. on Insertion Devices for Synchrotron Radiation
Sources, ed. R. Tatchyn, I. Lindau, Proc. SPIE 582, 87 (1986)
sowie J.W.G. Chin, E. Hoyer
LBL Engineering Note M 6209, LBID 896 (1984)

- /25/ M. Mc Caig (ed.) Permanent Magnets in Theory and Practice,
Pentech Press, London, Plymouth, 1977

- /26/ Vakuumschmelze Hanau GmbH, Datenblatt für Vacomax

- /27/ J. Pflüger, W. Heinen, W. Gudat,
Nucl. Instr. Meth. A 262, 528 (1987)

- /28/ D.L. Martin und M.G. Benz
Cobalt 50, 11 (1971)

- /29/ A.M. Winslow
J. Comp. Phys. 2, 149 (1967)

- /30/ A.D. Cox und B.P. Youngman
Proc. Int. Conf. on Insertion Devices for Synchrotron Radiation
Sources, ed. R. Tatchyn und I. Lindau, Proc. SPIE 582, 91 (1986)

- /31/ A. Luccio, P. Mortazavi, L.-H. Yü
Nucl. Instr. Meth. A 219, 213 (1984)

- /32/ S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt und M.P. Vecchi
Science 220, 671 (1983)

- /33/ Y. Miyahara, M. Kagaya und S. Murai
Act. Report of ISSP 1984, 79 (1984)

- /34/ J. Pflüger, S. Bernstorff, W. Braun, W. Gudat, W. Heinen,
G. Isoyama, E.-E. Koch, C. Krauß, P. Kuske, R. Maier,
W. Peatman, F. Schäfers, T. Schröter, R. Weidemann, F.-P. Wolf
Nucl. Instr. Meth. A **266**, 120 (1988)

- /35/ W. Peatman, C. Carbone, W. Gudat, W. Heinen, F. Schäfers und
T. Schröter
Nucl. Instr. Meth., im Druck

- /36/ W. Peatman, W. Gudat, W. Heinen, P. Kuske, R. Maier, J. Pflüger,
F. Schäfers und T. Schröter
BESSY-Jahresbericht 1987, S. 371

- /37/ F.-P. Wolf, P. Kuske
SPIE Proc. Vol. **733**, 92 (1986)

- /38/ J. Pflüger, W.-D. Klotz, W. Gudat
SPIE Proc. Vol. **582**, 223 (1985)

- /39/ J. Barth, BESSY/PTB
Diss. in Vorbereitung

- /40/ B.M. Kincaid
J. Opt. Soc. Am. B **2** (8), 1294 (1985)

- /41/ W. Gudat und C. Kunz in Synchrotron Radiation,
ed. C. Kunz, Springer Verlag Heidelberg (1979)

- /42/ W. Braun, G. Jäkisch, H. Kuhlenbeck, M. Richter, M. Meyer
und T. Prescher
BESSY-Jahresbericht 1986, S. 302

- /43/ R. Coisson, R. Tatchyn
Introduct. to Opt. Prop. of Insertion Devices excited by

Synchrotron Sources, Tutorial T1, Int. Conf. on Insertion
Devices for Synchrotron Sources, Stanford 1985

- /44/ J. Pflüger
Techn. Bericht BESSY TB 116/87 (1987)

- /45/ W. Gudat, E. Kisker, K. Schröder und M. Campagna
Nucl. Instr. Meth. A **208**, 809 (1983)

- /46/ E. Kisker, K. Schröder, M. Campagna und W. Gudat
Phys. Rev. B. **31**, 329 (1985)

- /47/ E. Kisker, K. Schröder, M. Campagna, T. Woike und W. Gudat
Phys. Rev. Lett. **52**, 2285 (1984)

- /48/ T. Beier, H. Jahrreiss, D. Pescia, T. Woike und W. Gudat
Phys. Rev. Lett. **61**, 1875 (1988)

- /49/ R. Gernar, W. Dürr, J.W. Krewer, D. Pescia und W. Gudat
Appl. Phys. A **47**, 393 (1988)

- /50/ J. Hermansson
Sol. Stat. Comm. **22**, 9 (1977)

- /51/ J.B. Pendry
Surf. Sci. **57**, 679 (1976)

- /52/ G. Borstel
Appl. Phys. A **38**, 193 (1985)

- /53/ W. Gudat, E. Kisker, G.M. Rothberg und C. Depautex
Nucl. Instr. Meth. **195**, 233 (1982)

- /54/ B.T. Jonker, K.H. Walker, E. Kisker, G.A. Prinz und C. Carbone
Phys. Rev. Lett. **57**, 142 (1986)

- /55/ R. Clauberg, W. Gudat, E. Kisker, E. Kuhlmann und G.M. Rothberg
Phys. Rev. Lett. 47, 1314 (1981)
- /56/ J.H. van der Merwe in "Advances in epitaxy and endotaxy", ed.
H.G. Schneider und V. Ruth, VEB Deutscher Verlag für Grund-
stoffindustrie, Leipzig 1971, S. 129
- /57/ M. Volmer, Kinetik der Phasenbildung, Steinkopf, Dresden 1939
- /58/ I.N. Stranski und L. Krastanov, Sitzber. der Akademie der Wis-
sensschaften, Wien, Math.-Naturw. Kl. Abt. II B 146, 797 (1938)
- /59/ P.A. Dowben, M. Onellion und Y.J. Kime
Scan. Micr. 2, 177 (1988)
- /60/ S.D. Bader und E.R. Moog
J. Appl. Phys. 61, 3729 (1987)
- /61/ S.D. Bader, E.R. Moog und P. Grünberg
J. Magn. Mat. 53, L295 (1986)
- /62/ D. Pescia und P. Grünberg
IFF-Bulletin 33/1988
- /63/ G. Broden, G. Gafner und H.P. Bonzel
Appl. Phys. 13, 333 (1977)
- /64/ S. Ossicini, R. Memeo und F. Ciccacci
J. Vac. Sci. Techn. A3, 387 (1985)
- /65/ M.A. van Hove, R.J. Koestner, P.C. Stair, J.P. Biberian,
L.L. Kesmodel, I. Bartos und G.A. Somorjai
Surf. Sci. 103, 189 (1981)

- /66/ K.H. Walker
Dissertation Universität Köln 1986
- /67/ J.W.T. Ridgway und D. Hanemann
Surf. Sci. **24**, 451 (1971)
- /68/ G.A. Prinz
Phys. Rev. Lett. **54**, 1051 (1985)
- /69/ U. Gradmann und G. Waller
Surf. Sci. **116**, 539 (1983)
- /70/ R. Kurzawa, K.-P. Kämper, W. Schmitt und G. Güntherodt
Sol. State Comm. **60**, 777 (1986)
- /71/ E. Bauer
Appl. Surf. Sci. **11/12**, 479 (1982)
- /72/ J.H. van der Merwe
Phil. Mag. A **45**, 145 ff. (1982)
- /73/ R. Pantel, M. Bujor und J. Bardolle
Surf. Sci. **62**, 589 (1977)
- /74/ J. Redinger, C.L. Fu, A.J. Freeman, U. König und P. Weinberger
Phys. Rev. B **38**, 5203 (1988)
- /75/ A.M. Turner, A.W. Donoho und J.L. Erskine
Phys. Rev. B **29**, 2986 (1984)
- /76/ W. Heinen, C. Carbone und W. Gudat
wird veröffentlicht
- /77/ A.J. Freeman und C.L. Fu
J. Appl. Phys. **61**, 3356 (1987)

- /78/ G.V. Hansson und S.A. Flodström
Phys. Rev. B **18**, 1572 (1978)
- /79/ J. Stöhr, G. Apai, P.S. Wehner, F.R. Mc. Feely, R.S. Williams
und D.A. Shirley
Phys. Rev. B **14**, 5144 (1976)
- /80/ H. Eckardt, L. Fritsche und J. Noffke
J. Phys. F **14**, 97 (1984)
- /81/ H.-G. Zimmer, A. Goldmann und R. Courths
Surf. Sci. **176**, 115 (1986)
- /82/ F. Herman und S. Skillman
Atomic Structure Calculations, Trentice Hall Inc.
Englewood Cliffs, N.J. (1963)
- /83/ N.J. Schevchik
J. Phys. F **5**, 1860 (1975)
- /84/ L. Braicovich, C.M. Gerner, P.R. Skeath, S.C. Su, P.W. Chye,
I. Lindau und W.E. Spicer
Phys. Rev. B **20**, 5131 (1979)
- /85/ W. Dürr
Dissertation Universität Köln, demnächst
- /86/ R. Feder, A. Rodriguez, U. Baier und E. Kisker
Sol. State Comm. **52**, 57 (1984)
- /87/ C.S. Wang und A.J. Freeman
Phys. Rev. B **24**, 4364 (1981)
- /88/ P.D. Loly und J.B. Pendry
J. Phys. C **16**, 423 (1983)

- /89/ M. Pessa, M. Vulli und H. Asonen
Ann. of the Israel Phys. Soc. 6, 342 (1983)

- /90/ D.G. O'Neill und J.H. Weaver
Phys. Rev. B 37, 8122 (1988)

- /91/ P.A. Dowben, S. Varma, Y.J. Kime, D.R. Mueller und M. Onellion
Z. Phys. B., eingereicht

- /92/ S. Blügel, M. Weinert und P.H. Dederichs
Phys. Rev. Lett. 60, 1077 (1988)

- /93/ S. Blügel, persönliche Mitteilung

- /94/ ESRF-Report, Ed. B. Bueros und S. Tazzari, Genf 1984

- /95/ C.S.Wang und J.Callaway
Phys. Rev. B 16, 2095 (1977)

- /96/ K. Ueda, R. Shimizu
Japan J. Appl. Phys. 11, 916 (1972)

- /97/ D.E. Eastman
Phys. Rev. B 2, 1 (1970)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut Elektronische Eigenschaften des Instituts für Festkörperforschung der Kernforschungsanlage Jülich durchgeführt.

Mein Dank gilt allen, die am Zustandekommen dieser Arbeit beteiligt waren.

Danken möchte ich Herrn Prof. M. Campagna für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen. Er hat den Fortgang der Arbeit bis zu seinem Ausscheiden aus dem Institut stets mit großem Interesse verfolgt.

Herrn Prof. W. Gudat, der die kommissarische Leitung des Instituts übernommen hat, danke ich für die intensive Betreuung dieser Arbeit, für zahlreiche Anregungen und Hinweise und seine stete Diskussionsbereitschaft.

Ebenfalls großer Dank gebührt Dr. C. Carbone für die Einführung in die Grundbegriffe der Photoemissionspektroskopie mit Synchrotronstrahlung, die angenehme Arbeitsatmosphäre an unserem Meßplatz in Berlin sowie sein unermüdliches Engagement in gemeinsamen langen Meßnächten am BESSY Speicherring.

Aufbau und Inbetriebnahme des Undulator/Wiggler mit zugehörigem Strahlrohrsystem erfolgten im Rahmen einer Kooperation der KFA Jülich und der BESSY GmbH Berlin mit finanzieller Förderung durch den Bundesminister für Wissenschaft und Forschung unter der Leitung von Prof. W. Gudat und Prof. W. Peatman (BESSY GmbH). Zahlreiche Mitarbeiter der KFA und der BESSY GmbH haben in hervorragender Kooperation zum Gelingen dieses großen Projektes beigetragen. Namentlich möchte ich Herrn Dr. J. Pflüger (jetzt Hasylab, DESY) hervorheben, und ihm danken für die ausgezeichnete Zusammenarbeit während des gesamten Undulatorprojekts und für viele hilfreiche Diskussionen.

Für das gute Arbeitsklima, zahlreiche wertvolle Gespräche und nützliche Hinweise möchte ich allen Mitarbeitern des IEE danken. Namentlich erwähnen möchte ich besonders DP T. Kachel für die Mitwirkung bei den Photoemissionsexperimenten und deren Auswertung.

Für die wesentliche Unterstützung bei der Inbetriebnahme des Photoemissionsexperiments danke ich Herrn Prof. E. Kisker und den Ingenieuren des IEE, insbesondere Herrn D. Hoffmann und Herrn R. Otto sowie seinen Mitarbeitern in der elektronischen Werkstatt.

Mein Dank gilt auch den mechanischen Werkstätten der KFA Jülich und dem Personal des BESSY-Speicherrings.

Frau H. Sommer und Frl. S. Schmitz danke ich für die Hilfe bei der Fertigstellung des gedruckten Manuskripts.

