

Aus dem Verhältnis der auf Sättigung umgerechneten Anfangsaktivitäten erhalten wir, unter Berücksichtigung der Kristallempfindlichkeit sowie des Konversionskoeffizienten, für die Erzeugung von  $Pd^{109m}$  einen etwa 1,5-mal größeren Querschnitt als für  $Pd^{105m}$ , bezogen auf die Häufigkeit der Ausgangsisotope  $Pd^{110}$  und  $Pd^{106}$ . Dies ist aus der Lage der beiden Isotope zur  $\beta$ -Stabilitätslinie leicht verständlich. Die zur Berechnung verwendeten  $\alpha$ -Werte wurden aus den gemessenen  $\alpha_K$  durch Addition der aus den Tafeln von ROSE<sup>5</sup> entnommenen Werte für  $\alpha_L$  erhalten.

#### Zur Klassifikation der Isomere:

Die Eintragung der reduzierten Lebensdauer

$$\tau_\gamma \cdot A^{2\Delta I/3} \cdot E_\gamma^{2\Delta I+1}$$

[mit  $\tau_\gamma = T(1+\alpha)/\ln 2$ ] ins GOLDHABER-SUNYAR-Dia-

<sup>4</sup> M. GOLDHABER, A. W. SUNYAR in: K. SIEGBAHN<sup>2</sup>, S. 453.

<sup>5</sup> M. E. ROSE in: K. SIEGBAHN<sup>2</sup>, S. 905.

<sup>6</sup> J. H. D. JENSEN in: K. SIEGBAHN<sup>2</sup>, S. 414.

gramm<sup>4</sup> deutet, worauf schon FLAMMERSFELD hingewiesen hat, auf E 3-Übergänge bei beiden Isomeren. Die gemessenen  $\alpha_K$  sind damit nach den von ROSE<sup>5</sup> berechneten Tafeln der Konversionskoeffizienten in bester Übereinstimmung. Ebenfalls noch, aber wesentlich schlechter, verträglich wären damit magnetische Quadrupol-Übergänge, die jedoch auf Grund der  $\gamma$ -Lebensdauer sicher auszuschließen sind. Wenn man für beide Isomere den nach dem Schalenmodell<sup>6,7</sup> zu erwartenden Grundzustand  $d_{5/2}$  annimmt, der für  $Pd^{105}$  auch gemessen ist<sup>8</sup>, so lässt der Übergang  $\Delta I=3$  mit Paritätsänderung für den angeregten Zustand die Zuordnung  $h_{11/2}$  vermuten.

Diese Untersuchung wurde zum Teil durch Leihgaben der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht.

<sup>7</sup> M. GOEPPERT-MAYER in: K. SIEGBAHN<sup>2</sup>, S. 433.

<sup>8</sup> P. BRIX u. A. STEUDEL, Naturwiss. 38, 431 [1951].

## Prinzip eines Linsenspektrometers mit Enveloppenblenden

Von H. DANIEL

Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg  
(Z. Naturforsch. 12 a, 940—941 [1957]; eingegangen am 18. Oktober 1957)

Im folgenden soll angedeutet werden, wie man bei einem magnetischen  $\beta$ -Spektrometer mit zwei Linsen trotz sphärischer Aberration in jeder Einzellinse im Idealfall die Auflösebreite Null erreichen kann, ohne daß gleichzeitig die Lichtstärke verschwindet.

Das Prinzip des Gerätes läßt sich etwa wie folgt charakterisieren: Die Elektronen aus einer Punktquelle auf der Achse gelangen zuerst in eine stark ablenkende Linse geringer sphärischer Aberration und danach in eine schwach ablenkende Linse starker sphärischer Aberration. Zwischen beiden Linsen befindet sich eine Blende in Form der Enveloppe des Bündels, die alle Elektronen zu großen Impulses<sup>1</sup> abschneidet, so daß nur noch Elektronen mit richtigem und zu kleinem Impuls in die zweite Linse eintreten. Elektronen zu kleinen Impulsen geraten hier wegen der starken sphärischen Aberration dieser Linse in ein Gebiet so kleiner Brechkraft, daß sie mit einer zweiten enveloppenförmigen Blende hinter der zweiten Linse, die das Bündel ebenfalls von außen umhüllt, abgeschnitten werden. Elektronen richtigen Impulses  $p_0$  passieren beide Blenden und treten in den Zähler auf der Achse ein. Beide Blenden sind konvex gegen die Achse.

Abb. 1 gibt den Strahlengang schematisch wieder. Dort findet man auch die im Text nicht erläuterten Be-

zeichnungen. Wegen der Rotationssymmetrie des Problems kann man von der in Wirklichkeit auftretenden Schraubung der Elektronenbahnen um die Achse abssehen.

Man darf nicht erhoffen, die Geometrie- und Daten mit der für die Praxis erforderlichen Genauigkeit geschlossen ausrechnen zu können. Es soll deshalb nur an einem speziellen Fall gezeigt werden, daß sich die Forderungen an die Linsen nicht widersprechen. Dazu werden dünne Linsen und angenähert achsenparalleler Strahlengang zwischen den Linsen vorausgesetzt. Die Ablenkung in den Linsen werde durch die quadratische Näherung<sup>2</sup>

$$\vartheta_1 = \frac{p_0^2}{p^2} (\beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 x^2),$$

$$\vartheta_2 = \frac{p_0^2}{p^2} (\gamma_0 + \gamma_1 y + \gamma_2 y^2)$$

wiedergegeben;  $\beta_0$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  sind Konstanten,  $p$  ist der Elektronenimpuls. Die Rechnung beschränkt sich auf Glieder höchstens zweiter Ordnung in  $x$  und  $y$ .

Man findet als Bedingung für die Lage von

$$\text{Blende 1: } b - d > 0 \quad \text{und}$$

$$\text{Blende 2: } \frac{b-d}{\gamma_1(b-d)-1} > 0,$$

als Bedingung für das Abschneiden kleinerer Impulse durch Blende 2:

$$\frac{\beta_0}{1-b/d} + \gamma_0 < 0 \quad (I)$$

und als Bedingung für die Konvexität von Blende 2:

<sup>2</sup> Dieses Verfahren ist von BOTHE angewandt worden; W. BOTHE, Naturwiss. 37, 41 [1950]; S. B. Heidelberg, Akad. Wiss. (Math.-Naturwiss. Kl.) 191 [1950].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

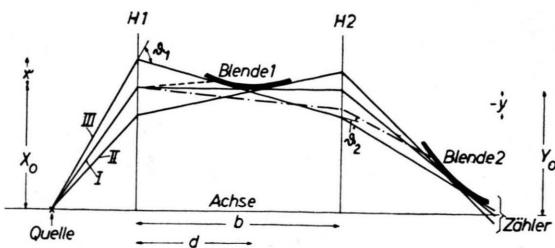


Abb. 1. Schematischer Strahlengang. H1 (H2) Hauptebene von Linse 1 (2). I, II und III bezeichnen drei Bahnen verschieden Achsenwinkels; ausgezogen:  $p = p_0$ ; gestrichelt:  $p > p_0$ ; strichpunktiert:  $p < p_0$ . Die eingezeichneten Strecken  $x$  und  $y$  beziehen sich auf Bahn III.

$$\frac{\beta_2}{1-b/d} + \gamma_2(1-b/d)^2 > 0;$$

$d$  ist der Abstand des Berührungs punktes von Elektronenbahn ( $p = p_0$ ) und Blende 1 von der Hauptebene H1.

Für dünne Linsen gelten die folgenden Näherungsformeln<sup>3</sup>:

$$f = \frac{2}{\pi} \frac{a}{k^2}, \quad C_0 = \frac{2}{\pi^3} \frac{a}{k^6};$$

<sup>3</sup> W. GLASER, Z. Phys. 117, 285 [1941].

$f$  = Brennweite,  $k = H_0 a / (2 H_0)$  mit  $H_0$  = Feldstärke im Linsenzentrum,  $2a$  = Halbwertbreite der Feldverteilung auf der Achse und  $H_0$  = Steifigkeit der Elektronen,  $C_0$  = Öffnungsfehlerkonstante.

Damit gehen die Gln. (I), wenn man etwa  $a_1 = a_2$  und  $1 - b/d = -2$  macht, über in

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} k_1^2 + 4 k_2^2 &> 0, \\ \frac{1}{2} k_1^2 - k_2^2 &> 0, \\ k_2^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{X_0^2}{a_1^2}\right) - \frac{3}{8} \frac{X_0^2}{a_1^2} k_1^2 &> 0, \end{aligned} \quad (\text{II})$$

und man überzeugt sich, daß diese Forderungen (II) erfüllt sind etwa mit  $k_1 = 2 k_2$  und  $X_0 \ll a_1$ ; der Index 1 (2) bezieht sich dabei auf die Linse 1 (2).

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß man die Reihenfolge der Linsen 1 und 2 vertauschen kann; diese Variante hat aber den Nachteil kleinerer Lichtstärke.

In praxi wird man als erste Linse eine dicke Linse nehmen, da die sphärische Aberration dicker Linsen geringer ist. Die Verhältnisse werden dann unübersichtlicher, und man ist vollständig auf numerische Bahnberechnungen oder photographische Bahnbestimmungen angewiesen.

Der Aufbau des Geräts wird sich etwas schwierig gestalten, so daß die aufgewandte Mühe sich nur dort lohnen wird, wo es bei hoher Auflösung extrem auf die Lichtstärke ankommt, etwa bei einem Paarspektrometer.

## Zur Messung von Dampfstrahldichten mittels Ionisationsmanometer beim Aufdampfen dünner Schichten

Von O. HAASE

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. 12 a, 941—942 [1957]; eingegangen am 18. September 1957)

Bei der Herstellung dünner Schichten liegt die Aufgabe vor,

1. vorgegebene Mengen von Substanzen auf eine Unterlage aufzubringen (z. B. um die Abhängigkeit der Struktur von der Schichtdicke zu studieren) und

2. die Aufdampfgeschwindigkeit definiert zu variieren.

Die erste Frage läßt sich im Prinzip dadurch lösen, daß die Schichtdicke z. B. mit einem Interferenzmikroskop gemessen wird. Will man jedoch diese Werte bereits während des Aufdampfens, z. B. in der Elektroneninterferenzapparatur messen, so stößt man auf Schwierigkeiten. Zur Kontrolle der Aufdampfgeschwindigkeit existiert kein geeignetes Meßverfahren, das für die allgemein verwendeten Substanzen brauchbar ist. Ein einfaches und quantitatives Verfahren bietet sich durch folgende Anordnung.

Als Meßsystem wurde eine kommerzielle Ionisationsmanometer-Röhre verwendet, deren System neben der

zu bedämpfenden Unterlage aufgestellt ist und über eine rotierende Blende periodisch dem Dampfstrahl ausgesetzt wird (Abb. 1). Die in das Ionisationsmanometer eindringenden Dampfmoleküle werden von dem Elektronenstrom ionisiert. Wenn die Aufdampfsubstanz auf den Gefäßwänden haftet, wie es bei den meist benutzten Schichtsubstanzen der Fall ist, wird die Dichte im Ionisierungsräum des Manometers periodisch schwan-

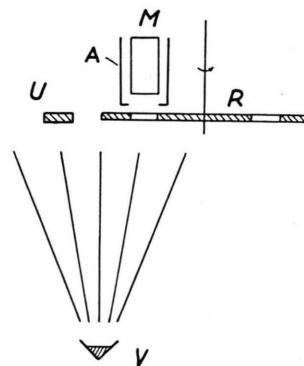


Abb. 1. Anordnung zur Messung der Aufdampfgeschwindigkeit mit einem Ionisationsmanometer. U Zu bedämpfende Unterlage, M Ionisationsmanometer-Röhre, A Abschirmung, R Rotierende Blende, 6 Hz Blendenfrequenz, V Aufdampfen.