

Öffnungsfehlerfreie Kugelkondensatoren

Von H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. 14 a, 680—681 [1959]; eingegangen am 25. April 1959)

In der Kernphysik finden Zylinder-¹⁻³, Kugel-² und Toroidkondensatoren⁴⁻⁷ als Energieanalysatoren schneller geladener Teilchen Verwendung. Sie haben gegenüber magnetischen Analysatoren den Vorteil, daß sie absolute Energiebestimmungen gestatten, aber den Nachteil, daß sie für Teilchenenergien im MeV-Bereich sehr hohe Ablenkfeldstärken von größenordnungsmäßig 100 000 V/cm erfordern. Kugelkondensatoren sind vorteilhaft zu verwenden, weil damit stigmatische Abbildung und eine entsprechend hohe Strahlungsdichte im Austrittsspalt erreicht wird. Weiterhin ergeben sie gegenüber Zylinderkondensatoren mit gleich großen mittleren Ablenkradien das doppelte Energie-Auflösungsvermögen.

Hier soll gezeigt werden, daß man Toroid-Kondensatoren bauen kann, bei welchen die mittlere Nullpotentialfläche zwischen den Elektroden eine Kugelfläche ist und für welche die zu α_r^2 und α_z^2 proportionalen radialen Bildfehler verschwinden. α_r und α_z sind die halben radialen bzw. axialen Divergenzwinkel der in das Sektorfeld eintretenden Strahlen. Solche Kondensatoren, deren Elektroden Torusflächen sind, die nicht allzu sehr von Kugelflächen abweichen, mögen hier als Kugelkondensatoren im erweiterten Sinne bezeichnet werden und geben ebenso wie normale Kugelkondensatoren stigmatische Abbildung von Punkten der Mittelbahn.

Für solche Kondensatoren gilt:

$$a_e = R_e, \quad (1)$$

$$c = a_e/R_e = 1, \quad (2)$$

$$z = \sqrt{2-c} = 1, \quad (3)$$

wobei a_e und R_e die radialen bzw. axialen Krümmungsradien der mittleren Nullpotentialfläche bedeuten. Speziell für symmetrischen Strahlengang, d. h. für gleich große Ding- und Bildweiten

$$l_e' = l_e'' = l_e \quad (4)$$

vor bzw. hinter dem Feld, auf welche wir uns hier beschränken wollen, gilt ferner

$$\frac{l_e}{a_e} = \frac{1 + \cos \Phi_e}{\sin \Phi_e}, \quad (5)$$

wobei Φ_e den mittleren Ablenkwinkel des Sektorfeldes bedeutet. Mit Gln. (1) bis (5) vereinfachen sich die Bildfehlerkoeffizienten K_{11} , K_{33} , L_{11} , L_{33} von Toroidkondensatoren⁵ zu

$$K_{11} = \frac{1}{3} A (5 + \cos \Phi_e) - \frac{1}{3} (1 - \cos \Phi_e), \quad (6)$$

$$K_{33} = \frac{1}{6} B (5 + \cos \Phi_e) - 2, \quad (7)$$

$$L_{11} = \frac{A(1 + \cos \Phi_e)(5 + \cos \Phi_e)}{3 \sin \Phi_e} - \frac{\sin \Phi_e}{3}, \quad (8)$$

$$L_{33} = \frac{B(1 + \cos \Phi_e)(5 + \cos \Phi_e)}{6 \sin \Phi_e} - \frac{2(1 + \cos \Phi_e)}{\sin \Phi_e} \quad (9)$$

mit den Abkürzungen

$$A = 3c - 3 - \frac{1}{2}c^2(1 + R_e') = -\frac{1}{2}(1 + R_e'), \quad (10)$$

$$B = c + c^2(1 + R_e') = 2 + R_e'. \quad (11)$$

Der Differentialquotient $R_e' = (dR/dr)_{r=a_e, z=0}$ gibt an, in welchem Maße sich der axiale Krümmungsradius R der Äquipotentialflächen zwischen den Elektroden ändert, wenn man von der Mittelbahn $r=a_e, z=0$ ausgehend in der gemeinsamen Symmetrieebene $z=0$ der Elektroden in radialer r -Richtung fortschreitet.

Durch Nullsetzen des Öffnungsfehlers radialer Herkunft⁵

$$F_{11} = (a_e K_{11} + l_e'' L_{11}) \alpha_r^2 = 0 \quad (12)$$

ergibt sich mit Gln. (2) bis (6), (8), (10), (11)

$$A = \frac{1 - \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}, \quad (13)$$

$$R_e' = -\frac{7 - \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}, \quad (14)$$

$$B = 3 \frac{1 + \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}. \quad (15)$$

Ist der Sektorkondensator beidseitig eben abgefräst, derart daß die Begrenzungsebenen durch die mittlere Umlenkachse (z -Achse) hindurchgehen, so ist der radiale Öffnungsfehler axialer Herkunft⁵ gegeben durch

$$F_{33} = (a_e K_{33} + l_e'' L_{33}) \alpha_z^2. \quad (16)$$

Dieser Fehler verschwindet mit Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15) für keinen Wert von Φ_e .

Man kann diesen Fehler aber zu Null machen, wie schon früher⁶⁻⁸ gezeigt, wenn man die Eintritts- oder die Austrittsstirnfläche nicht eben abfräst, sondern zylindrisch abdreht, derart daß die Zylinderachse in der Symmetrieebene $z=0$ liegt (Zylinderradius q' bzw. q'') und die Zylinderfläche die mittlere Umlenkachse berührt.

Wenn die Austrittsstirnfläche in dieser Weise zylindrisch ausgebildet ist, lautet der Ausdruck für F_{33} an Stelle von Gl. (16)

$$F_{33} = [a_e K_{33} + l_e''(L_{33} + l_{33}'')] \alpha_z^2 \quad (17)$$

mit

$$l_{33}'' = -\frac{a_e}{2q''} \left(\frac{\sin \sqrt{c} \Phi_e}{\sqrt{c}} + \frac{l_e'}{a_e} \cos \sqrt{c} \Phi_e \right)^2. \quad (18)$$

Durch Nullsetzen von Gl. (17) findet man unter Be-

¹ siehe W. W. BUECHNER, The determination of nuclear reaction energies by deflection measurements; in Progr. Nuclear Phys. (Editor O. R. FRISCH) 5, 1 [1956].

² siehe Handbuch der Physik 33, 644 [1956].

³ siehe H. EWALD u. H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Verlag Chemie, Weinheim 1953.

⁴ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 10 a, 872 [1955].

⁵ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 12 a, 28 [1957].

⁶ H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMAN, Z. Naturforschg. 14 a, 129 [1959].

⁷ G. SAUERMAN u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 137 [1959].

⁸ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 12 a, 541 [1957].



rücksichtigung von Gl. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18)

$$q'' = - \frac{a_e (1 + \cos \Phi_e)^2}{2 \sin \Phi_e (3 - \cos \Phi_e)}. \quad (19)$$

Wenn nicht die Austritts-, sondern die Eintrittsstirnfläche zylindrisch gekrümmt ist, lautet der Ausdruck für F_{33}

$$F_{33} = [a_e (K_{33} + k'_{33}) + l_e'' (L_{33} + l'_{33})] \alpha_z^2 \quad (20)$$

mit

$$k'_{33} = - \frac{a_e}{2 q'} \left(\frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \frac{\sin \kappa \Phi_e}{\kappa} \quad (21)$$

und

$$l'_{33} = - \frac{a_e}{2 q'} \left(\frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \cos \kappa \Phi_e. \quad (22)$$

Durch Nullsetzen von Gl. (20) findet man unter Berücksichtigung von Gl. (2) bis (5), (7), (9), (15), (21), (22)

$$q' = - \frac{a_e (1 + \cos \Phi_e)^2}{2 \sin \Phi_e (3 - \cos \Phi_e)}, \quad (23)$$

also dasselbe Ergebnis, wie vorher für q'' , was ja auch zu erwarten ist.

Wenn schließlich beide Stirnflächen gleich stark zylindrisch gekrümmt sind (Krümmungsradien $q' = q'' = q$), lautet der Ausdruck für F_{33}

$$F_{33} = [a_e (K_{33} + k'_{33}) + l_e'' (L_{33} + l'_{33} + l''_{33})] \alpha_z^2. \quad (24)$$

Durch Nullsetzen ergibt sich daraus unter Berücksichtigung der Gl. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18), (21), (22)

$$q = - \frac{a_e (1 + \cos \Phi_e)^2}{\sin \Phi_e (3 - \cos \Phi_e)}, \quad (25)$$

also plausiblerweise ein Wert, der doppelt so groß ist, wie vorher die Werte q' bzw. q'' bei nur einseitig angenommener Krümmung.

In Tab. 1 sind die aus Gl. (14) folgenden R_e' -Werte für eine Reihe von Φ_e -Werten zahlenmäßig angegeben.

Φ_e	$-R_e'$	R_a/a_e	R_b/a_e	$-q''/a_e$
15°	1,011	1,059	0,956	3,671
30°	1,046	1,061	0,955	1,632
45°	1,103	1,064	0,952	0,899
60°	1,182	1,069	0,949	0,520
75°	1,282	1,076	0,945	0,299
90°	1,400	1,083	0,940	0,167
105°	1,532	1,092	0,935	0,087
120°	1,667	1,100	0,930	0,041

Tab. 1.

Aus diesen R_e' -Werten sind die relativen axialen Krümmungsradien R_a/a_e und R_b/a_e der Elektrodenflächen berechnet⁹ für den Fall, daß die radialen Krümmungsradien der Elektroden die Werte $0,95 a_e$ bzw. $1,05 a_e$ haben. Schließlich sind in der Tabelle die relativen Krümmungsradien q''/a_e der Austrittsstirnflächen angegeben, unter der Voraussetzung, daß nur die Austrittsstirnflächen zylindrisch gekrümmt sind.

Erwähnt sei hier schließlich noch, daß für den von BRÜCHE und HENNEBERG¹⁰ diskutierten ringförmigen Kugelsektor-Kondensator mit $R_e' = 1$ der Fehler F_{33} ebenfalls verschwindet, während F_{11} dabei jedoch einen endlichen Wert hat. Das Verschwinden von F_{33} ist darauf zurückzuführen, daß die Ein- und Austrittsflächen eines solchen Ringkondensators Kegelflächen darstellen, welche in bezug auf einen Mittelstrahl in der betrachteten Näherung dasselbe bewirken wie Zylinderflächen gleicher axialer Krümmung. Der axiale Krümmungsradius dieser Flächen am Eintrittsort eines Mittelstrahles in den Kondensator errechnet sich für symmetrischen Strahlengang zu

$$q' = q'' = q = a_e \operatorname{ctg} \frac{\Phi_e}{2}. \quad (26)$$

Hiermit und mit $R_e' = 1$ folgt $F_{33} = 0$.

⁹ H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 198 [1959].

¹⁰ E. BRÜCHE u. W. HENNEBERG, D.R.Pat. 651 008, angemeldet 1935, siehe dort Abb. 1 b.

Fluoreszenzabklingzeiten in Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen für Teilchen verschiedener Ionisierungsdichte

VON M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT und H. POLLEHN

Physikalisches Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforschg. 14 a, 681—683 [1959]; eingegangen am 13. Mai 1959)

Die Fluoreszenzabklingzeiten in den gebräuchlichen Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen NaJ(Tl), KJ(Tl) und CsJ(Tl) liegen bei normalen Temperaturen im Bereiche 0,2 bis 1 μsec . Dabei hängt diese Zeit, wie verschiedene Untersuchungen gezeigt haben, noch vom Tl-Gehalt ab. Es besteht aber offen-

bar noch Unsicherheit hinsichtlich eines Einflusses der Teilchensorte auf die Abklingzeit. Eindeutig ist bisher nur beim CsJ(Tl) ein solcher Einfluß festgestellt worden. Die dabei auftretenden Verhältnisse sind von STOREY et al.¹ ausführlich studiert worden (vgl. zum Weiteren die dort angegebene Literatur). Die Abklingzeiten der Hauptfluoreszenz-Komponente schwankt dabei für ganz verschiedene Ionisierungsdichten von α -Teilchen bis zu Elektronen im Bereich 1 : 2, wobei die größere Ionisierungsdichte zum rascheren Abklingen führt.

Beim Abklingen in KJ(Tl)- und in NaJ(Tl)-Kristallen sind die Beobachtungen ganz widersprechend; meistens war hierbei ein Einfluß der Teilchensorte nicht

¹ R. S. STOREY et al., Proc. Phys. Soc. 72, 1 [1958].