

For BS the effects from multiple scattering and divergence are reduced by collimation up to the degree where the natural angular distribution $M c^2/E_0$ is dominant. There is experimental evidence from the measurements reported in ref.⁹ that the mosaic spread is certainly smaller than 0.1 mrad if the diamond is cut from a well-grown octahedral crystal. Vibrations, although they are likely to occur, can be avoided by careful design of the support. It must be noted that the reduction in intensity does not only result from the uncertainty of orientation in $\Delta\theta/\theta$ but also and even stronger from the azimuthal error $\Delta\alpha \approx \Delta\theta/\theta$ connected with $\Delta\theta$.

The PP is less sensitive to these imperfections because the angles involved are larger by a factor of at least four if equal energies k_0 , E_0 are compared. In

addition, multiple scattering of the incident particles does not occur, and the primary divergence can be reduced by collimation of the photon beam to a very low value. Therefore experimental results for coherent PP can be expected to agree with the data presented here to within a few percent, the slopes at the discontinuities being smaller than 0.1 mrad.

Acknowledgements

The basic computer program from which the data originate has been written by Dr. G. BOLOGNA. We thank him for his various contributions to this work by discussions, suggestions, and calculations. We are also grateful to the operating staff of the DESY computer center, as well as to Miss KUFFNER who compiled the calculations and made the drawings.

Anregung der Elektronenhülle des Rb⁺ als Nachwirkung beim β -Zerfall von Kr⁸⁵

H. J. ANDRÄ, K. LUCHNER und W. SCHAMBECK

Physik-Department der Technischen Hochschule München, Teilinstitut Prof. H. MAIER-LEIBNITZ

(Z. Naturforschg. 21 a, 1987–1988 [1966]; eingegangen am 26. August 1966)

Beim β -Zerfall des Kr⁸⁵ verbleibt der Elektronen-Hülle im Mittel etwa die Energie 80 eV¹, so daß bei ihrer Umordnung, wie in einer Anzahl theoretischer Arbeiten^{2–6} gezeigt wird, Ionisation oder Anregung zu erwarten ist. Experimentell gesichert ist aber, daß bei 80% aller Zerfälle keine Ionisation auftritt⁷. Es entstehen also überwiegend Rb⁺-Ionen, welche angeregt sein und dann unter Lichtemission in den Grundzustand übergehen können. Über den Nachweis einer solchen Lichtemission als Folge der Hüllenumordnung nach β -Zerfall sollen hier erste Ergebnisse mitgeteilt werden.

Aus einem Gefäß, das mit Kr⁸⁵ angereichertem Krypton gefüllt war, wurden Photonen in Koinzidenz mit β -Teilchen des Kr⁸⁵-Zerfalls gemessen. Der Nachweis der einzelnen Photonen geschah durch einen rauscharmen, schnellen Photomultiplier (RCA 8575), dessen Ausgangsimpulse in einer hochempfindlichen Tunneldiodenschaltung geformt und mit den Ausgangsimpulsen eines schnellen β -Szintilla-

tionszählers einem Zeit-Amplituden-Konverter zugeführt wurden. Durch ein im optischen Strahlengang befindliches Interferenzfilter konnte bei jeder Einzelmessung ein enger Spektralbereich untersucht werden. Abb. 1 zeigt für einen solchen Spektralbereich die zeitliche Korrelation der β -Photonenkoinziden-

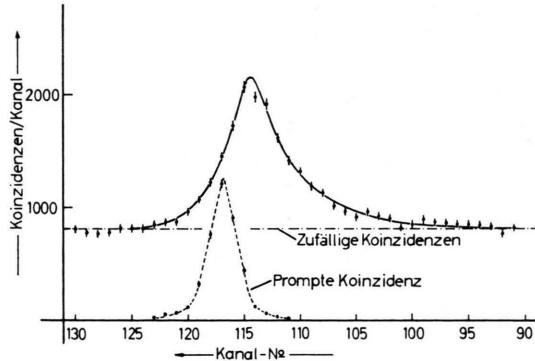


Abb. 1. β -Photon-Koinzidenz im Wellenlängenintervall 4110 Å bis 4180 Å. Zeitmaßstab: 1,9 nsec pro Kanalabstand.

¹ R. SERBER u. H. S. SNYDER, Phys. Rev. **87**, 152 [1952].

⁶ J. S. LEVINGER, J. Phys. Rad. **16**, 556 [1955].

² A. MIGDAL, J. Phys. (USSR) **4**, 449 [1941].

⁷ A. H. SNELL u. F. PLEASONTON, Phys. Rev. **107**, 740 [1957].

³ E. L. FEINBERG, J. Phys. (USSR) **4**, 423 [1941].

⁸ O. LAPORTE, G. R. MILLER u. R. A. SAWYER, Phys. Rev. **38**, 843 [1931].

⁴ H. M. SCHWARTZ, J. Chem. Phys. **21**, 45 [1953].

⁵ P. BENOIST-GUEUTAL, J. Phys. Rad. **16**, 595 [1955].

⁶ J. S. LEVINGER, J. Phys. Rad. **16**, 556 [1955].

⁷ A. H. SNELL u. F. PLEASONTON, Phys. Rev. **107**, 740 [1957].

⁸ O. LAPORTE, G. R. MILLER u. R. A. SAWYER, Phys. Rev. **38**, 843 [1931].



zen, woraus bei diesem speziellen Filter eine Lebensdauer des angeregten 5p10₀-Zustandes⁸ von etwa $\tau = 8 \pm 1$ nsec zu entnehmen ist.

Die Anzahl der Koinzidenzen pro registriertes β -Teilchen einer solchen Messung liefert nach Subtraktion der zufälligen Koinzidenzen und Umrechnung mit Apparaturkonstanten die Photonenemissionswahrscheinlichkeit pro β -Zerfall in das untersuchte Wellenlängenintervall. Messungen mit verschiedenen Interferenzfiltern ergeben die spektrale Verteilung der Emissionswahrscheinlichkeit in Abb. 2.

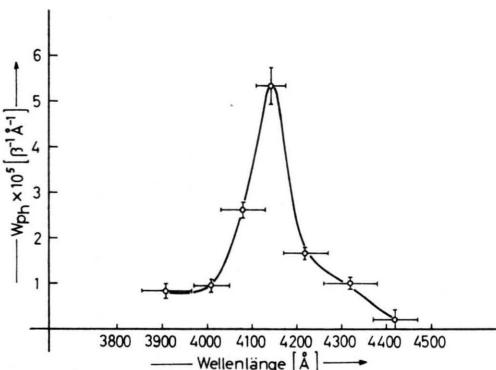


Abb. 2. Photonenemissionswahrscheinlichkeit (W_{ph}) pro β -Zerfall und pro Wellenlängeneinheit als Funktion der Wellenlänge.

Wegen der durchschnittlich 100 Å breiten Transmissionsbänder der Filter (angedeutet durch horizontale Fehlerbalken) wird nur ein schlecht aufgelöstes Spektrum gemessen. Es kann aber unter Zuhilfenahme des Rb⁺-Spektrums⁸ daraus entnommen werden, daß nur der Übergang 5p10₀ → 1P₁(5s) mit der Wellenlänge 4136 Å zu dem Maximum führen kann, was durch die Möglichkeit der Rekonstruktion des gemessenen Spektralverlaufes unter Annahme dieser einen Linie an Hand der bekannten Filtertransmissionskurven bestätigt wird. Die Emissionswahrscheinlichkeit im Maximum kann also abzüglich eines schwachen Untergrundes allein dieser Linie zugesprochen werden. Es ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit für Photonenemission der Wellenlänge 4136 Å von $0,46 \pm 0,05\%$ pro β -Zerfall.

Das Auftreten dieser einzigen starken Linie im spektralen Bereich von 3900 Å bis 4500 Å bestätigt die Gültigkeit zweier von verschiedenen Autoren²⁻⁴ für die Anregung durch β -Zerfall theoretisch vorausgesagten Auswahlregeln

$$\Delta l = 0 \quad \text{und} \quad \Delta J = 0,$$

⁸ A. E. S. GREEN, Phys. Rev. **107**, 1646 [1957].

da eine Interpretation der Linie nur mit Hilfe dieser Auswahlregeln möglich ist. Zusammen mit spektroskopischen Daten folgt aus der ersten, daß Linien vergleichbarer Intensität im untersuchten Spektralbereich nur dann auftreten können, wenn ein 4p-Elektron aus der 4s²4p⁶- in die 4s²4p⁵5p-Konfiguration angeregt wird. Es können aber wegen der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses der Hülle ($\Delta J = 0$) nicht alle 10 Niveaus der 4s²4p⁵5p-Konfiguration, sondern nur die beiden 5p10₀- und 5p6₀-Niveaus (mit $J = 0$) vom Grundzustand ¹S₀ aus besetzt werden. Das heißt, es dürfen als Folge der Auswahlregeln im gesamten Spektralbereich nur solche Linien stark auftreten, die Dipolübergängen von diesen beiden Niveaus aus entsprechen. Die Lage dieser Linien ist aus dem Rb⁺-Spektrum bekannt, woraus sich ergibt, daß im bisher untersuchten Spektralbereich von 3900 Å bis 4500 Å tatsächlich nur eine einzige starke Linie mit der Wellenlänge 4136 Å zu erwarten ist.

Von den beiden 5p10₀- und 5p6₀-Niveaus aus sind insgesamt nur 7 Dipolübergänge erlaubt und führen entsprechend zu 7 Emissionslinien, die alle im Bereich zwischen 2700 Å und 5700 Å liegen. Die gesamte Anregungswahrscheinlichkeit der beiden Niveaus ergibt sich also experimentell aus der Summe der Emissionswahrscheinlichkeiten in allein diese 7 Linien. Sie beträgt nach ersten Messungen mit Filtern bei den aus dem Rb⁺-Spektrum entnommenen Wellenlängen der Linien etwa $2,0 \pm 0,5\%$ pro β -Zerfall, was erheblich über einem theoretisch berechneten Wert⁹ von 0,46% für die beschriebene Anregung eines 4p-Elektrons liegt. Kompliziertere Anregungsmechanismen, welche ebenfalls zur 4s²4p⁵5p-Konfiguration führen, sind hierin noch nicht berücksichtigt.

Bei Elektronenbeschuß des Kryptongases von außen trat das beschriebene Licht nicht auf, womit unabhängig von den verwendeten spektroskopischen Daten gezeigt ist, daß dieses nicht etwa von angeregten oder ionisierten Kr-Atomen, sondern als Folge der Hüllenumordnung nach β -Zerfall von Rb-Ionen emittiert wird. Weitere Messungen und experimentelle Einzelheiten über den Nachweis dieses nach dem Kernzerfall emittierten Lichtes werden später mitgeteilt.

Wir möchten Herrn Prof. MAIER-LEIBNITZ für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine Unterstützung herzlich danken.