

# Die Halbwertszeit des ThC'

Autor(en): **Bradt, H. / Scherrer, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **16 (1943)**

Heft III

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111403>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Die Halbwertszeit des ThC'

von H. Bradt und P. Scherrer.

(24. III. 1943.)

## 1. Einleitung.

Die Halbwertszeit des Alphastrahlers ThC', welcher bei seinem normalen Zerfall Alphateilchen von 8,78 MeV Energie aussendet, ist die kürzeste der in den natürlichen radioaktiven Reihen vorkommenden Perioden; sie ist von GAMOW<sup>1)</sup> auf  $10^{-7}$  sec geschätzt worden. Diese theoretische Abschätzung ist jedoch notwendigerweise sehr ungenau, da der Wert der Zerfallswahrscheinlichkeit ausserordentlich stark von der genauen Grösse des effektiven Kernradius abhängt, welcher nur durch Interpolation aus den bekannten Kernradien der anderen Alphastrahler der Thorium-Reihe bestimmt werden kann. Auch einer experimentellen Bestimmung einer so kurzen Periode stehen natürlich Schwierigkeiten im Wege.

JACOBSEN<sup>2)</sup> und DUNWORTH<sup>3)</sup> haben als Erste die Koinzidenzmethode zur Bestimmung der sehr kurzen Halbwertszeiten des RaC'<sup>4)</sup> resp. des ThC' angewandt. In der Tat geht ja der Alphaemission der C'-Körper eine Betaemission der C-Körper unmittelbar voraus, wobei die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen einer Beta- und der nachfolgenden Alphaemission eine Zeit zwischen  $t$  und  $(t + dt)$  verstreicht, gleich

$$\lambda \cdot e^{-\lambda t} dt$$

ist, wobei  $\lambda$  die Zerfallswahrscheinlichkeit des Alphastrahlers bedeutet. Ist  $t$  kleiner als das Auflösungsvermögen  $\tau$  der Koinzidenzmischung, so können also durch diesen sukzessiven Zerfall Koinzidenzen in zwei Zählrohren ausgelöst werden, von denen etwa das eine die Alphastrahlen, das andere die Betastrahlen registriert. Kann die in der vorangehenden Arbeit eingeführte Verzögerungszeit zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens durch das

<sup>1)</sup> GAMOW, Structure of Atomic Nuclei and Nuclear Transformations. Oxford 1937, S. 105.

<sup>2)</sup> JACOBSEN, Nature **133**, 565, 1934,

<sup>3)</sup> DUNWORTH, Nature **144**, 152, 1939.

<sup>4)</sup> Diese Periode wurde ebenfalls bestimmt von ROTBLAT, Proc. Roy. Soc. **177**, 260, 1941.

Zählrohr und dem Entladungsbeginn gegen  $1/\lambda$  und  $\tau$  vernachlässigt werden, so ist die Abhängigkeit der Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen offenbar gegeben durch

$$(1) \cdots K(\tau) = K(\infty) \cdot (1 - e^{-\lambda\tau}).$$

Durch Messung der Koinzidenzrate für verschiedene Werte von  $\tau$  bei fester geometrischer Anordnung kann somit  $\lambda$  bestimmt werden, und die von ROTBLAT veröffentlichte Kurve zeigt, dass für die RaC-RaC' ( $\beta, \alpha$ )-Koinzidenzen die Gleichung (1), ausgenommen für die kleinsten zur Messung verwendeten  $\tau$ -Werte, die tatsächliche Abhängigkeit richtig wiedergibt.

Die Zerfallszeit des ThC' ist aber etwa tausendmal kürzer als diejenige des RaC' von  $1,45 \cdot 10^{-4}$  sec; eine Vernachlässigung von  $(\Delta t)$  und  $\vartheta$  ist bei ihrer Bestimmung nun keineswegs mehr gerechtfertigt und in der Tat ist die von DUNWORTH durch seine Messpunkte gelegte Kurve nicht eine Darstellung der Gleichung (1), mit deren Hilfe jedoch offenbar die Halbwertszeit berechnet worden ist. Es wird daher versucht, den Zusammenhang von Zerfallswahrscheinlichkeit und Auflösungsvermögen genauer zu berechnen und experimentell zu prüfen, um festzustellen, ob so das Resultat von DUNWORTH

$$T = (3 \pm 1) \cdot 10^{-7} \text{ sec}$$

verifiziert werden kann.

## 2. Abhängigkeit der Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen.

Zur Zeit  $t = 0$  durchsetze der vom ThC-Kern ausgesandte Betastrahl das Zählrohr I, dessen Entladung im Mittel nach der Zeit  $\bar{t}_I$  beginne. Der nachfolgend vom ThC' ausgesandte Alphastrahl durchsetze zur Zeit  $t$  das Zählrohr II, welches im Mittel zur Zeit  $t + \bar{t}_{II}$  anspreche. Ist  $\tau$  das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung,

$$\vartheta = |\bar{t}_I - \bar{t}_{II}|$$

so ist <sup>1)</sup>

$$W(\tau, t) = \Phi \left( \frac{\tau - \vartheta - t}{2 \Delta t} \right)$$

die relative Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine solche ( $\beta, \alpha$ )-Koinzidenz bei diesem Auflösungsvermögen registriert werde. Der Bruchteil der sukzessiven Zerfallsprozesse, bei denen zwischen Beta-

<sup>1)</sup> Wir verweisen für das Folgende auf die vorangehende Arbeit.

emission des ThC und Alphaemission des ThC' eine Zeit zwischen  $t$  und  $(t + dt)$  verstreicht, ist

$$w(t) dt = \lambda \cdot e^{-\lambda t} dt;$$

also ist

$$\Omega(\tau, \lambda) = \int_0^{\tau - \vartheta} w(t) \cdot \Phi\left(\frac{\tau - \vartheta - t}{2(\overline{\Delta t})}\right) dt$$

die relative Anzahl der mit dem Auflösungsvermögen  $\tau$  registrierten Koinzidenzen; dabei ist  $\Omega(\infty, \lambda) = 1$  gesetzt. Mit den Bezeichnungen

$$\underline{x = \frac{\tau - \vartheta}{2(\overline{\Delta t})}, \quad \alpha = 2\lambda \cdot (\overline{\Delta t})}$$

können wir schreiben

$$\Omega(x, \alpha) = \alpha \cdot e^{-\alpha x} \cdot \int_0^x e^{\alpha y} \Phi(y) dy,$$

was nach partieller Integration ergibt

$$\underline{\Omega(x, \alpha) = \Phi(x) - e^{-\alpha x} \cdot e^{\alpha/4} \cdot [\Phi(x - \alpha/2) + \Phi(\alpha/2)].} \quad (2)$$

Diese Gleichung tritt jetzt an Stelle von (1); für  $(\overline{\Delta t}) \rightarrow 0$  geht die rechte Seite über in den Ausdruck

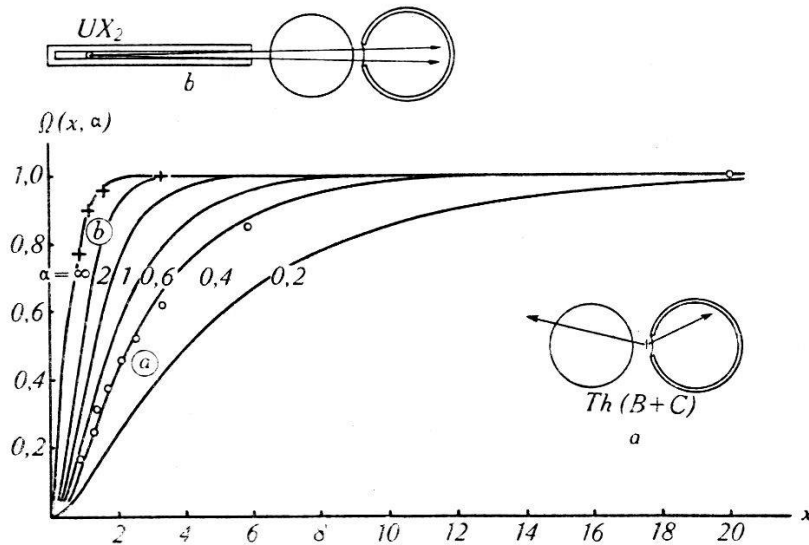
$$1 - e^{-\lambda(\tau - \vartheta)},$$

welchen ROTBLAT verwendet. Der Verlauf von  $\Omega$  ist in den Fig. 1 und 2 für verschiedene Parameterwerte  $\alpha$  aufgetragen. Für endliche Werte von  $\alpha$  beginnen die Kurven im Nullpunkt mit horizontaler Tangente.

### 3. Experimentelle Bestimmung.

Die Messung geschieht in Anordnung *a* der Fig. 1. Es werden mit einer Argon-Alkoholmischung gefüllte Zählrohre von 2,4 cm Durchmesser und 6 cm wirksamer Länge verwendet. Während in das eine Zählrohr, das eine Al-Wandung von 1/10 mm Dicke besitzt, nur die Betastrahlen gelangen, dringen in das andere dickwandige Messingzählrohr durch die mit 15  $\mu$  Al-Folie bedeckte Bohrung auch die Alphastrahlen ein. Das Th (*B + C*)-Präparat — ca. 1 mm<sup>2</sup> einer in Th-Emanation einseitig aktivierten 10  $\mu$ -Al-Folie, das mit Zaponlack auf dünnes Cellophan geklebt ist — wird unmittelbar vor der Bohrung des Messingzählrohrs angebracht, so

dass die Alphateilchen ausser den  $15 \mu$  Al der die Bohrung bedeckenden Folie nur wenige mm Luft durchlaufen müssen. Anschliessend an die mit dem  $\text{Th}(B+C)$ -Präparat ausgeführte Koinzidenzmessung wird ein Bündel Betastrahlen durch die gleichen Zählrohre bei konstant gehaltener Arbeitsspannung in der Anordnung  $b$  von Fig. 1 hindurchgeschickt, und es werden so durch Messung der Koinzidenzrate in Funktion von  $\tau$  die Konstanten  $\overline{N}$  und  $\vartheta$  des verwendeten Zählrohrpaares bestimmt. Da hierfür die Zählrohre im normalen Arbeitsgebiet verwendet werden müssen,



Fr. 1.

wird auch bei der eigentlichen Messung in Anordnung  $a$  das die Alphateilchen registrierende Zählrohr im normalen Arbeitsgebiet (Plateau) und nicht im Proportionalbereich verwendet. Dies bringt es mit sich, dass, obwohl der durch Höhenstrahlung und zufällige Koinzidenzen gebildete Nulleffekt nur sehr klein ist ( $\approx 1\%$ ), doch ein nennenswerter Untergrund durch Betastrahlen ausgelöster Koinzidenzen vorhanden ist, welcher bestimmt wurde nach Zwischenschaltung einer  $50 \mu$ -Al-Folie zwischen das aktive Präparat und das  $\alpha$ -Zählrohr. Wie BENEDETTI's<sup>1)</sup> und eigene Versuche<sup>2)</sup> zeigen, sind diese Koinzidenzen der Betastrahlung des mit dem  $\text{ThC}$  im Gleichgewicht befindlichen  $\text{ThC}''$  zuzuschreiben; sie werden nach Korrektur infolge der in der  $50 \mu$ -Al-Folie erlittenen Absorption, welche mit reiner  $\text{ThC}''$ -Quelle separat gemessen wurde, vom Resultat in Abzug gebracht. Die folgende Tabelle gibt das Ergebnis zweier Messreihen wieder, ausgeführt mit einem Zählrohrpaar, für

<sup>1)</sup> BENEDETTI, Journ. de Phys. **8**, 265, 1940.

<sup>2)</sup> Helvetica Physica Acta, in Vorbereitung.

welches die Konstanten zu  $\vartheta \sim 0$ ,  $\overline{\Delta t} = 7,5 \cdot 10^{-8}$  sec bestimmt worden waren.

$R_g$	$-U_g$	$\tau$	$x$	Messreihe 1			Messreihe 2
				$K_{\text{total}}$	$K_{(\text{ThC}'')}$	$K_{(\text{ThC}, \text{ThC}'')}$	$K_{(\text{ThC}, \text{ThC}'')}$
$\Omega$	Volt	$10^{-7}$ sec		$\text{min}^{-1}$	$\text{min}^{-1}$	%	%
100 000	36	$(20 \pm 1)$	13,33	459	69	100	100
9 800	36	5,0	3,33	311	69	62,0	63,0
„	40	3,8	2,52	272	69	52,1	54,8
„	44	3,2	2,09	250	69	46,5	46,1
„	50	2,5	1,67	217	67	38,4	—
„	56	2,1	1,40	189	64	32,1	—
„	60	1,8	1,30	159	62	24,8	27,0
„	70	1,3	0,86	122	54	17,5	14,8

Kolonne 1 enthält den Wert des Gitterableitwiderstandes der Rossi-Röhre des an das Beta-Zählrohr angeschlossenen Zweiges, Kolonne 2 die Gittervorspannung der auf die Mischstufe folgenden Röhre. Mit diesen beiden Elementen wurde das Auflösungsvermögen  $\tau$ , das in Kolonne 3 angegeben ist, variiert. Der Gang von  $\tau$  mit  $U_g$  wurde auf 2—3% genau, der Absolutwert von  $\tau$  auf 5% genau vermessen. Die in Kolonne 5 angegebenen Werte gehen aus den vom Zählwerk abgelesenen Koinzidenzraten hervor nach Korrektur infolge des zeitlichen Abfalls der Th(B + C)-Quelle und infolge des durch die Relaxationszeit der Zählstufe verursachten Registrierungsverlustes. Zur Bestimmung der letzteren dieser Korrekturen wurde der zeitliche Abfall eines In<sup>116</sup>-Präparates (Halbwertszeit 54,4 min) gemessen und aus der Abweichung vom geradlinigen Verlauf der im logarithmischen Diagramm aufgetragenen Abklingkurve das Verhältnis der registrierten Stosszahl zur tatsächlichen Stosszahl entnommen. Diese Korrektur beträgt bei 450 Impulsen/min 15%. Kolonne 6 enthält den erwähnten Untergrund der ThC''- $\beta$ -Koinzidenzen (sowie den Nulleffekt durch Höhenstrahlung von 1 Koinz./min); die Abhängigkeit dieser Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen ist die gleiche wie diejenige bei der Messung in Anordnung b. Die Werte der Kolonne 7 (Messreihe 1) sind die Differenzen der entsprechenden Werte von Kolonne 5 und 6, bezogen auf die Messung bei  $\tau = 20 \cdot 10^{-7}$  sec als 100%; sie sind in Fig. 1 zusammen mit dem Ergebnis der Messung in Anordnung b eingetragen. Fig. 2, in welcher der  $x$ -Masstab fünffach vergrößert ist, enthält noch dazu das Ergebnis der Messreihe 2 (Kolonne 8). Die Messpunkte liegen mit Ausnahme desjenigen, der beim kleinsten

$\tau$ -Wert gemessen wurde, und der naturgemäss der unsicherste ist, zwischen den Kurven mit den Parameterwerten  $\alpha = 0,44$  und  $\alpha = 0,36$ . Als Resultat ergibt sich somit  $\alpha(\text{ThC}') = 0,40 \pm 0,04$  und indem wir den statistischen mittleren Fehler bei der Bestimmung der absoluten Zeitskala von 5% zum obigen hinzuaddieren:

$$\underline{T_{\text{ThC}'} = (2,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-7} \text{ sec}^1)}$$

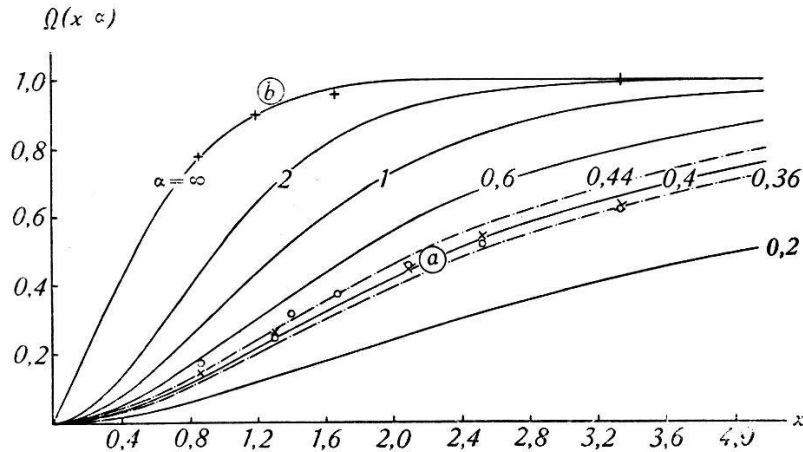


Fig. 2.

○ Messreihe 1. × Messreihe 2.

Dieses Resultat ist also mit dem von DUNWORTH angegebenen in Übereinstimmung. Der angegebene Fehler ist weniger der statistischen Unsicherheit, als einer, wenn auch nur noch geringen, systematischen Abweichung der durch die Messwerte bestimmten Kurve von der berechneten Kurvenform zuzuschreiben. Die Berücksichtigung der  $\text{ThC}''$ - $\beta$ -Koinzidenzen und die Ersetzung der Gleichung (1) durch Gleichung (2) scheint uns eine Verringerung der dem Zahlwert anhaftenden Unsicherheit zu sein, welche erheblicher ist, als dies im Verhältnis der angegebenen Fehler zum Ausdruck kommt.

Physikalisches Institut der E. T. H., Zürich.

<sup>1)</sup> Der effektive Radius des  $\text{ThC}'$ -Kerns berechnet sich nach GAMOW (loc. cit. S. 104, Formel (60)) daraus zu

$$r_0 = (0,714 \pm 0,003) \cdot 10^{-12} \text{ cm}$$

In der Tabelle der Kernradien auf S. 105 benutzt GAMOW für den  $\text{ThC}'$ -Kern den interpolierten Wert  $0,72 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ .