

## Halbwertszeiten von $^{95}\text{Zr}$ , $^{103}\text{Ru}$ und $^{141}\text{Ce}$

K. DEBERTIN

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt  
Braunschweig

(Z. Naturforsch. 26 a, 596—597 [1971]; eingegangen am 20. Januar 1971)

Measurements of the half-lives of  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Ru}$  and  $^{141}\text{Ce}$  by means of a Ge(Li)-detector lead to the following results:

$$^{95}\text{Zr}: T_{1/2} = (63,98 \pm 0,06) \text{ d};$$

$$^{103}\text{Ru}: T_{1/2} = (39,35 \pm 0,05) \text{ d};$$

$$^{141}\text{Ce}: T_{1/2} = (32,51 \pm 0,06) \text{ d}.$$

Die Spaltprodukte  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Ru}$  und  $^{141}\text{Ce}$  spielen bei der Bestimmung des Abbrands von Reaktor-Brennelementen mittels  $\gamma$ -Strahlenspektroskopie eine wichtige Rolle<sup>1,2</sup>. Die Sicherheit von Angaben über den Abbrandzustand wird durch Fehler in den Halbwertszeiten der genannten Nuklide verringert. Die Ergebnisse von Abbrand-Messungen an MTR-Brennelementplatten-Abschnitten ließen den Verdacht aufkommen, daß insbesondere die derzeit für  $^{95}\text{Zr}$  benutzte Halbwertszeit von 65,5 Tagen<sup>3</sup> um einige Prozent zu groß ist. Deshalb wurden die Halbwertszeiten von  $^{95}\text{Zr}$  sowie von  $^{103}\text{Ru}$  und  $^{141}\text{Ce}$  neu bestimmt.

Die Folgeprodukte von  $^{103}\text{Ru}$  und  $^{141}\text{Ce}$  sind stabile Isotope, hingegen ist  $^{95}\text{Nb}$ , das Tochterprodukt von  $^{95}\text{Zr}$ , radioaktiv und zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 35 Tagen. Da Mutter- und Tochternuklid Halbwertszeiten gleicher Größenordnung haben, dauert es sehr lange, bis sich das radioaktive Gleichgewicht eingestellt hat. Nach einem Jahr zum Beispiel ist das Verhältnis der Aktivitäten von Mutter- und Tochtersubstanz noch um 4% vom Gleichgewichtswert entfernt.

Wählt man zur Bestimmung der Halbwertszeit eine Methode, bei der zwischen den Strahlungen von  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Nb}$  nicht unterschieden werden kann, dann müßte man entweder nach Herstellung des  $^{95}\text{Zr}$ -Präparats 1,5 bis 2 Jahre warten, ehe man mit einer Messung beginnt, oder man müßte jede Einzelmessung auf den jeweiligen Niobanteil korrigieren.

Den hier mitgeteilten Ergebnissen liegen wiederholte Messungen der  $\gamma$ -Strahlung mit einem Ge(Li)-Detektor zugrunde. Zur Auswertung wurde die Anzahl der Impulse in den Gesamtabsorptionslinien herangezogen, die im Fall des  $^{95}\text{Zr}$  bei 724,2 und 756,8 keV liegen. Das Energieauflösungsvermögen des Detektors (2,8 keV für die 1333 keV-Linie von  $^{60}\text{Co}$ ) reichte aus, um die 756,8 keV-Linie und die benachbarte 765,8 keV-Linie von  $^{95}\text{Nb}$  völlig zu trennen, so daß bei diesem Meßverfahren Störungen durch den  $^{95}\text{Nb}$ -Anteil im Präparat ausgeschlossen werden können. Um Fehler durch impulsratenabhängige Effekte wie z. B. Pile-up zu vermeiden, wurden bei allen Messungen zusammen mit den Detektorimpulsen Signale konstanter Frequenz aus einem Impulsgenerator in die elektronische Meßanordnung eingespeist und jeweils die Flächeninhalt der Gesamtabsorptionslinien auf den Flächeninhalt der Generatorlinie normiert. Über Einzelheiten dieser Meßmethode wird in einer gesonderten Arbeit berichtet<sup>4</sup>. Die Konstanz des Ansprechvermögens der Meßanordnung wurde vor jeder Messung mittels eines  $^{137}\text{Cs}$ -Präparats sichergestellt.

In Tab. 1 sind für drei Meßreihen mit Präparaten verschiedenen Alters die aus einer Ausgleichsrechnung resultierenden Halbwertszeiten zusammengestellt. Das Präparatalter wird hier von dem Zeitpunkt an gerechnet, zu dem das Präparat noch kein  $^{95}\text{Nb}$  enthielt. Die angegebenen Vertrauensbereiche gelten für eine statisti-

Meßreihe	1	2	3
Präparat	Zr-Oxalat	Bestrahltes $^{235}\text{U}$	
Präparathersteller	The Radiochemical Centre, Amersham, England		
Alter des Präparats in Tagen zu Beginn der Messung	280	230	80
Meßdauer in Tagen	263	147	196
Anzahl der Einzel- messungen	30	19	10
Halbwertszeit in Tagen, ermittelt aus der Linie bei	$\begin{cases} 724,2 \text{ keV} & 64,12 \pm 0,12 \\ 756,8 \text{ keV} & 63,92 \pm 0,10 \end{cases}$	$\begin{cases} 64,06 \pm 0,18 \\ 64,23 \pm 0,21 \end{cases}$	$\begin{cases} 63,86 \pm 0,09 \\ 64,07 \pm 0,15 \end{cases}$

Tab. 1. Messungen an  $^{95}\text{Zr}$ -Präparaten verschiedenem Alters.

\* Forschungs- und Meßreaktor der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig.

<sup>1</sup> J. KNOTH, F. SANDROCK, H. SCHWENKE u. P. WILLE, Atomkernenergie 14, 342 [1969].

<sup>2</sup> M. J. HIGATSBERGER u. H. BRUNEDER, Bericht der Österreichischen Studiengesellschaft für Atomenergie SGAE G-5/1968.

<sup>3</sup> K. F. FLYNN, L. E. GLENDEIN u. E. P. STEINBERG, Nucl. Sci. Eng. 22, 416 [1965].

<sup>4</sup> K. DEBERTIN, erscheint in Atomkernenergie 17 [1971].

<sup>4a</sup> S. WAGNER in Kohlrausch, Praktische Physik, 22. Aufl., Bd. 1, S. 49, Stuttgart 1968.

sche Sicherheit von etwa 68%. Als gewichteter Mittelwert ergibt sich  $T_{1/2} = 63,98 \text{ d}$  mit Standardabweichungen vor und nach der Ausgleichung von  $\pm 0,077\%$  bzw.  $\pm 0,082\%$ , woraus kein Hinweis auf systematische Fehler folgt<sup>4a</sup>. Abb. 1 zeigt für ein Beispiel die relativen

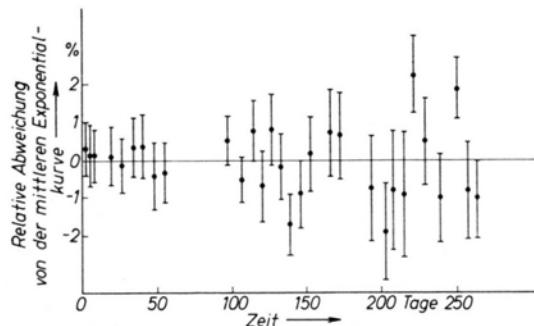


Abb. 1. Relative Abweichungen der Meßpunkte der 1. Meßreihe von der durch Ausgleichsrechnung ermittelten mittleren Exponentialkurve für die 724,2 keV-Linie von  $^{95}\text{Zr}$ .

Abweichungen der Meßpunkte von der durch Ausgleichsrechnung ermittelten Exponentialkurve des radioaktiven Zerfalls. Sie halten sich im Rahmen der durch die Meßunsicherheit gegebenen Schwankungen, ein systematischer Gang mit der Zeit ist nicht festzustellen.

Im Vergleich zu der von FLYNN et al.<sup>3</sup> ermittelten Halbwertszeit von  $(65,5 \pm 0,2) \text{ d}$  ergibt sich in dieser Arbeit ein um 2,3% niedrigerer Wert. Die zitierten Autoren verwendeten bei ihren Messungen einen  $2\pi$ -Proportionalzähler, der zwischen den Strahlungen von  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Nb}$  nicht unterscheiden konnte. Es werden keine Angaben über das Alter des Präparats oder über Korrekturen an den Meßwerten gemacht, so daß

Tab. 2. Vergleich der von verschiedenen Autoren gemessenen Halbwertszeiten.

Nuklid	Halbwertszeit in Tagen	Autoren	Jahr der Veröffent- lichung
$^{95}\text{Zr}$	$65,0 \pm 2$	BRADY et al. <sup>6</sup>	1951
	$65,2 \pm 1$	CORK et al. <sup>7</sup>	1953
	$65,5 \pm 0,2$	FLYNN et al. <sup>3</sup>	1965
	$63,98 \pm 0,06$	diese Arbeit	1971
$^{103}\text{Ru}$	$39,8 \pm 0,4$	KONDAIAH <sup>8</sup>	1950
	$39,7 \pm 0,6$	WRIGHT et al. <sup>9</sup>	1957
	$39,4 \pm 0,4$	CALI et al. <sup>10</sup>	1959
	$39,5 \pm 0,3$	FLYNN et al. <sup>3</sup>	1965
	$39,35 \pm 0,05$	diese Arbeit	1971
$^{141}\text{Ce}$	$33,11 \pm 0,23$	WALKER <sup>11</sup>	1949
	$32,5 \pm 0,2$	FREEDMANN et al. <sup>12</sup>	1950
	$32,55 \pm 0,007$	ANSPACH et al. <sup>13</sup>	1965
	$32,38 \pm 0,02$	O'BRIEN jr. et al. <sup>14</sup>	1967
	$32,51 \pm 0,06$	diese Arbeit	1971

nicht beurteilt werden kann, ob die Diskrepanz auf die Nichtbeachtung eines der genannten Gesichtspunkte zurückführbar ist.

Zur Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{103}\text{Ru}$  und  $^{141}\text{Ce}$  wurden die Impulsanzahlen in den Gesamtabsorptionslinien bei 497,1 und 145,4 keV herangezogen. Wegen der Selektivität des Ge(Li)-Detektors wirken sich eventuelle Verunreinigungen des  $^{141}\text{Ce}$ -Präparats mit  $^{139}\text{Ce}$  (Linie bei 166 keV) oder  $^{144}\text{Ce}$  (Linie bei 133,8 keV) nicht auf die Meßunsicherheit der Halbwertszeit von  $^{141}\text{Ce}$  aus. Wie aus Tabelle 2 ersichtlich ist, stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit im Rahmen der angegebenen Vertrauensgrenzen mit denen anderer Autoren überein. Im Falle des  $^{103}\text{Ru}$  konnte die Meßunsicherheit reduziert werden.

- <sup>5</sup> E. L. BRADY et al., National Nuclear Energy Series, McGraw Hill, **9**, 711 [1951].
- <sup>6</sup> J. M. CORK, J. M. LEBLANC, D. W. MARTIN, W. H. NESTER u. M. K. BRICE, Phys. Rev. **90**, 579 [1953].
- <sup>7</sup> E. KONDAIAH, Phys. Rev. **79**, 891 [1950].
- <sup>8</sup> H. W. WRIGHT, E. I. WYATT, S. A. REYNOLDS, W. S. LYON u. T. H. HANDLEY, Nucl. Sci. Eng. **2**, 427 [1957].
- <sup>9</sup> J. P. CALI u. L. F. LOWE, Nucleonics **17**, Nr. 10, S. 86 [1959].

- <sup>10</sup> D. WALKER, Proc. Phys. Soc. London **62 A**, 799 [1949].
- <sup>11</sup> M. S. FREEDMAN u. D. W. ENGELKEMEIR, Phys. Rev. **79**, 897 [1950].
- <sup>12</sup> S. C. ANSPACH, L. M. CAVELLO, S. B. GARFINKEL, J. M. R. HUTCHINSON u. C. M. SMITH, NBS Miscellaneous Publication 260 [1965].
- <sup>13</sup> H. A. O'BRIEN jr. u. J. S. ELDRIDGE, Nucleonics **25**, Nr. 2, S. 41 [1967].

## Lumped Element Line Generator for Low rf Sinusoidal Oscillations \*

B. HOEGGER and E. WEISE

University of Fribourg, Department of Physics, Fribourg, CH  
(Z. Naturforsch. **26 a**, 597–598 [1971]; received 7 January 1971)

To study resonant excitation and absorption of magnetoacoustic waves in a plasma a ringing circuit is used as a rf power source. The inductance  $L_0$  (13nH) of the resonant circuit is formed by a single-turn coil,

bore 8 cm, length 50 cm, surrounding the discharge tube. An axially periodic rf field with a frequency of  $f = 300 \text{ kHz}$  during six periods of constant amplitude is excited in the plasma. The capacity  $C_{\text{res}}$  of the resonant circuit consists of two  $0.5 \mu\text{F}$  impulse capacitors in parallel connection. The principle of the "Lumped Element Line Generator" is described elsewhere<sup>1, 2</sup>.

\* Supported by the Swiss National Foundation for Scientific Research.

<sup>1</sup> R. KELLER, HPA **38**, 328 [1965].

<sup>2</sup> A. LIETTI, Rev. Sci. Instrum. **40**, 473 [1969].

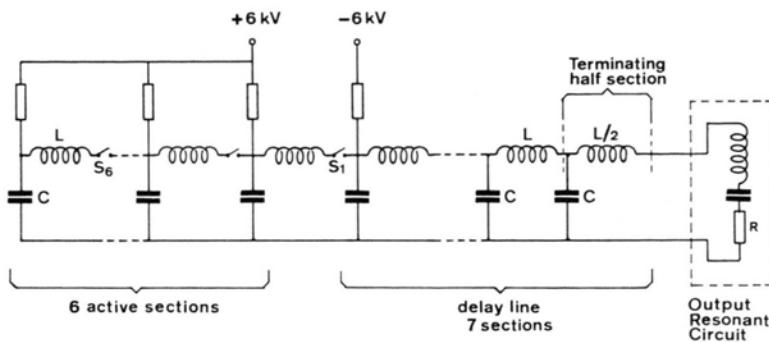


Fig. 1. The circuit of the lumped line generator. The switch  $S_n$  is supposed to be closed at the time  $T_n = (n-1) T_s$ .

Figure 1 shows the schematic diagram of the lumped line generator. The capacitors are assembled with the inductors to form a lumped element transmission line. The elements of the active section are isolated from each other by means of sparkgaps. Initially the capacitors are charged.

The lumped element generator produces square waves of period  $T = 1/f$ . At time  $t=0$  the first sparkgap is switched. The wavefront reaches the second

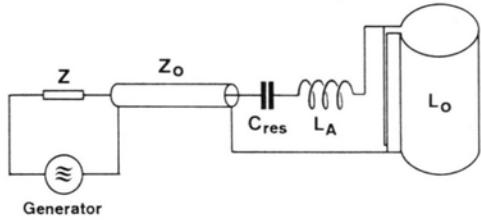


Fig. 2. A simplified circuit of the generator.

sparkgap at the time  $t \approx T/4$ . This wavefront reflects at the second sparkgap which remains open until the time  $t=T_s$ . All other gaps are successively triggered at intervals of  $T_s$ . By properly choosing the time of switching ( $T_s=0.78 T$ ), it is possible to obtain the desired pulse. From Table 1 in <sup>2</sup> one gets the number

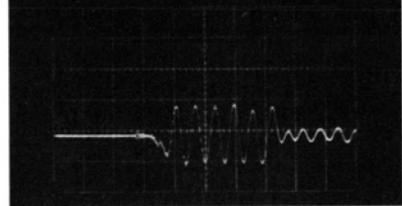
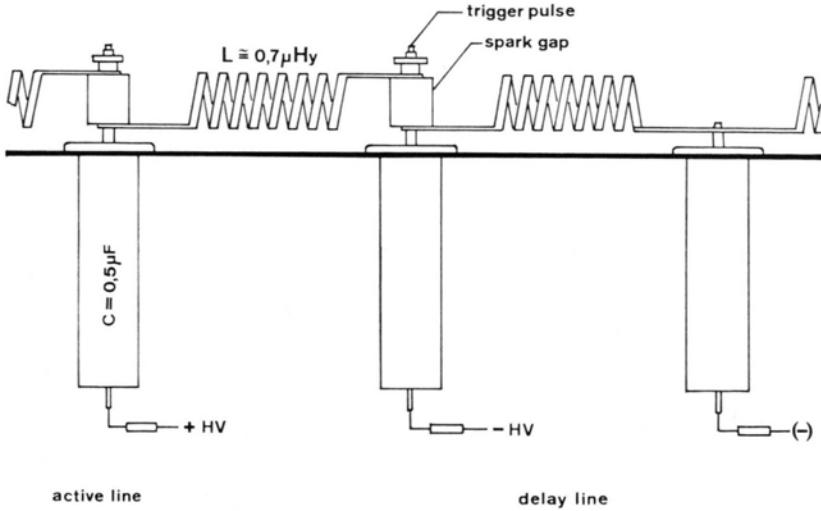


Fig. 4. The current waveform in the load coil sweep: 5  $\mu\text{sec}/\text{div}$ ; 100 Gauss/ $\text{div}$ .