Vilém Santholzer

Měření krátkých poločasů radioaktivních prvků elektroskopem

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 55 (1926), No. 1, 68--73

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/121063

Měření krátkých poločasů radioaktivních prvků elektroskopem.

Napsal *V. Santholzer.*

Měření poločasů čítajících násobky hodin neb dnů elektroskopem nečiní zvláštních praktických obtíží. Aktivita preparátu v tomto případě se během doby měření prakticky nemění.

Doba k proběhnutí lístku elektroskopu přes určitý obor jeho škály potřebná a poločasy několikaminutové nejsou však již k sobě v poměru zanedbatelném. Při měření aktivity v tomto případě nelze za čas, ke kterému naměřená aktivita přísluší, vzíti běžný čas na počátku nebo na konci měření ani nějaký libovolný čas mezi těmito dvěma časy.

Stanoviti, k jakému okamžiku běžného času *přesně* naměřená aktivita přísluší a realisace metody měření z toho vyplývající — jest účelem této práce. (Pod názvem „běžný“ čas míněn jest čas na druhých stopkách, které byly stisknuty při vložení krátkodobého preparátu pod elektroskop resp. při dokončení přípravy preparátu. Prvními stopkami měří se čas na proběhnutí určité části škály lístkem potřebný, na př. od dílce 60—50. Za aktivitu vezme se pak převratná hodnota času od 60. — 50. dílce a násobí se obyčejně 10^4. Běžný čas a aktivita nanáší se na logaritmic. papír.)

Rychlost klesání lístku elektroskopu budiž obecně:

$$v = \frac{\triangle s}{\triangle t} \tag{1}$$

$\triangle s$ je při tom velmi malý kousek škály, v němž klesání lístku lze pokládati za rovnoměrné; dráha $\triangle s$ urazí se za čas $\triangle t$, v němž možno aktivitu preparátu pokládati za *konstantní.*

$\frac{1}{\triangle t}$ jest však aktivita v uvažovaném oboru $\triangle s$. Rychlost v možno vyjádřiti pomocí této aktivity A:

$$v = \frac{\triangle s}{\triangle t} = \triangle s \,.\, A = \triangle s \,.\, A_0\, e^{-\lambda t},$$

kde λ jest rozpadová konstanta preparátu. Aktivitu A_0 na začátku části škály, v níž se měření provádí, možno dle předchozího též vyjádřiti časem $\triangle t_0$ přes týž infinitesimální obor $\triangle s$:

$$v = \triangle s \frac{1}{\triangle t_0}\, e^{-\lambda t} = v_0\, e^{-\lambda t},$$

v_0 jest tedy rychlost klesání lístku elektroskopu na začátku části škály, přes níž se měří čas prvními stopkami. Obecná rychlost klesání lístku v jest tak vyjádřena na základě počáteční rychlosti v_0, rozpadové konst. λ a času. K této rychlosti v přistupuje ve skutečnosti přirozený rozptyl elektroskopu (isolace, natürliche Zerstreuung) charakterisovaný jistou střední konstantní hodnotou ε (snadno změřitelnou):

$$v = v_0\, e^{-\lambda t} + \varepsilon. \qquad (1)$$

Jednoduše možno stanoviti dráhu s, kterou lístek proběhne za čas t:

$$s = \int_0^t v\,dt = \frac{v_0}{\lambda}\,[1 - e^{-\lambda t}] + \varepsilon t. \qquad (2)$$

Při praktickém měření vezme se za aktivitu přes obor škály délky s výraz $\frac{1}{t}$, kde t jest čas na proběhnutí lístku oborem s potřebný.

— *Ve kterém bodu oboru s dlužno zjistiti čas na druhých stopkách?* Matematická formulace otázky jest:

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{\triangle t_x \dfrac{s}{\triangle s}} \qquad (3)$$

Při tom $\triangle t_x$ znamená čas na proběhnutí dráhy $\triangle s$ v jistém dosud neznámém místě oboru škály s, v němž se měření aktivity provádí. Rovnici (3) možno psáti ve tvaru:

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{s}\,\frac{\triangle s}{\triangle t_x} = \frac{v_x}{s}$$

v_x jest rychlost v čase t_x, v němž aktivita preparátu přes $\triangle s$ měřená má hodnotu $\frac{1}{\triangle t_x}$.

za v_x a s dosadí se z rovnic (1) a (2), čímž vznikne rovnice pro neznámý čas t_x:

$$\frac{1}{t} = \frac{v_0\, e^{-\lambda t_x} + \varepsilon}{\frac{v_0}{\lambda}\,[1 - e^{-\lambda t}] + \varepsilon t}$$

$$e^{-\lambda t_x} = \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}. \qquad (4)$$

Dráhu, kterou lístek elektroskopu proběhne za čas t_x, nazvemež s_x. *Na konci dráhy s_x dlužno tedy zjistiti čas na druhých stopkách a k tomu času vztahovati naměřenou aktivitu $\frac{1}{t}$ přes obor s.* (Pozn.: skutečná aktivita dána jest výrazem:

$$\frac{1}{t} - \frac{\varepsilon}{s},$$

kde $\frac{\varepsilon}{s}$ jest korekce na přirozený rozptyl elektroskopu, při čemž ε a s mají svrchu vytčený význam. Použije-li se tento výraz na formulaci (3):

$$\frac{1}{t} - \frac{\varepsilon}{s} = \frac{\nu_x - \varepsilon}{s},$$

$$\frac{1}{t} = \frac{\nu_x}{s}$$

což je opět zřejmě rovnice (3). Nezáleží tedy na tom, použije-li se ve výpočtu již korigovaná aktivita nebo prostě jen $\frac{1}{t}$!)

Nejnázornější jest vypočísti poměr: $\frac{s_x}{s}$, t. j. dráhy, na jejímž konci dlužno zjistiti čas na druhých stopkách a oboru, přes který se měření aktivity provádí. Použitím rovnice (2) a (4) plyne:

$$\frac{s_x}{s} = \frac{\frac{\nu_0}{\lambda}\left[1 - \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right] + \varepsilon t_x}{\frac{\nu_0}{\lambda}[1 - e^{-\lambda t}] + \varepsilon t}. \qquad (5)$$

Poměr (5) budiž psán ve tvaru, v němž oba exponenciální členy rozvinuty v mocninnou řadu:

$$e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t + \frac{(\lambda t)^2}{2} \qquad (6)$$

a podobně pro $e^{-\lambda t_x}$; stačí omeziti se na tři členy rozvoje, budeme-li za nejkratší poločas k němuž metodu vztahuji považovati na př. poločas thoriové emanace (54 vteřin) a čas t omezíme tak, aby při praktickém měření člen $\frac{(\lambda t)^3}{3!}$ byl již oproti členům předchozím zanedbatelně malý. Čas t jest doba, za kterou lístek elektroskopu proběhne obor s, v němž se aktivita měří. — Specielně pro emanaci thoria stanoví se čas 50 vteřin, prakticky je tedy nejvhodnější, nepřesáhne-li doba měření t přes obor s 50 vteřin, t. j. aktivita emanace neklesne pod $\frac{1}{50}$. (Jest totiž

$$\frac{(\lambda t)^2}{2} \doteq 0{\cdot}202, \frac{(\lambda t)^3}{3!} = 0{\cdot}043.)$$

Jest ovšem možno použíti metody i na měření tak krátkého poločasu, jako je emanace aktinia (3·9 vteř.). Čas t nesmí přestoupiti hodnotu 5 vteřin, aby v rozvoji (6) byly první 3 členy postačitelné.

Použitím rozvoje (6) ve vztahu (5) plyne po snadné úpravě:

$$\frac{s_x}{s} = \frac{1 + \frac{\varepsilon}{v_0} \frac{2t_x}{t}}{2 - \lambda t + 2\frac{\varepsilon}{v_0}}. \tag{7}$$

Ve členech: $\frac{\varepsilon}{v_0}\frac{2t_x}{t}$ a $\frac{2\varepsilon}{v_0}$

vystupuje rychlost lístku ε způsobená přirozeným rozptylem elektroskopu. Kdyby bylo: $\varepsilon = 0$, oba členy by jednoduše odpadly. Avšak již elektroskop prostřední kvality má přirozený rozptyl 10 minut pro jeden dílec škály, t. j. $\varepsilon = \frac{1}{600}$ škál. dílce. Zvolíme-li dostatečně silný preparát k měření, jest vždy v_0 velmi veliké oproti ε. Jeli $\frac{s}{t}$ střední rychlost lístku v oboru s, jest $v_0 > \frac{s}{t}$, což jest zřejmý důsledek rovnice (1). Vyjádří-li se s v dílcích škály mikroskopu, jest $\frac{s}{t}$ střední rychlost na dílce škály vztahovaná. Prakticky lze na př. snadno realisovati: $\frac{s}{t} = 0{\cdot}1, \ldots 1, \ldots 2$ škál. dílce — ve všech těchto případech lze uvedené dva členy v poměru (7) pro praksi zanedbati. $\left(\frac{t_x}{t}\right.$ jest samozřejmě $\left.< 1.\right)$

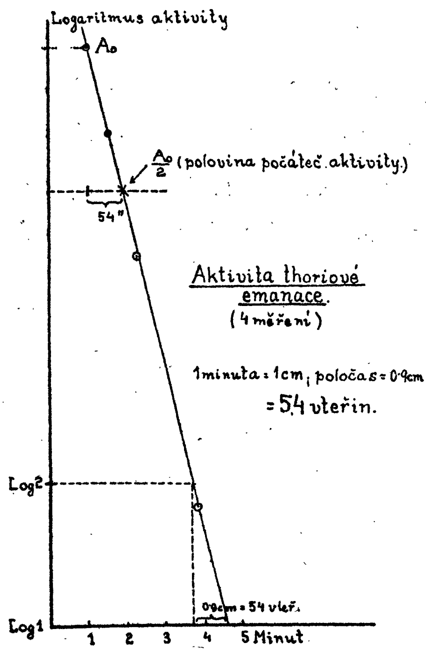
Rovnice (7) objeví se pak ve velmi jednoduchém tvaru, který za shora vytčených podmínek platí pro kratší poločasy zcela *obecně*:

$$\frac{s_x}{s} = \frac{1}{2 - \lambda t}. \tag{8}$$

Pro delší poločasy (λ velmi malé i oproti t!) jest: $\frac{s_x}{s} = \frac{1}{2}$, to jest na druhé stopky dlužno pohlédnouti v okamžiku, kdy lístek elektroskopu míjí právě polovinu oboru s. Měří-li se na příklad od 60.—50. dílce škály, dlužno při 55 zjistiti běžný čas na druhých stopkách. Formule (8) redukuje se v tomto případě na pouhou interpolační formuli. Z interpolace v určité části příslušné exponenciely lze ji též vskutku odvoditi.

Při thoriu C'', který radioaktivním zpětným odrazem získaný má počáteční aktivitu velmi značnou (na př. hned po přípravě $T = 3$ vteř. přes 10 dílců škály), vypočte se dle vzorce (8) tabulka: (Doba k proběhnutí lístku přes obor s nutná jest t.)

Čas t:	Poměr $\frac{s_x}{s}$:
5 vteřin	$\frac{1}{2}=0{\cdot}5$
20 „	0·52
40 „	0·54
50 „	0·55
70 „	0·57
100 „	0·62
200 „	0·8



Měří-li se tedy na př. od 60.—50. dílce škály, stačí do $t=50$ vteř. vždy pohlédnoti na druhé stopky, když lístek elektroskopu právě míjí dílec 55. Od $t=50-100$ vteř. při dílci 54, při $t=200$ vteř. při dílci 52. Čas druhých stopek odečtený jest pravým časem, k němuž aktivita současně měřená vskutku přesně přísluší. (Poločas thoria C'' dle této metody měřený byl v mezích 3·1 a 3·13 minuty.)

Ještě jasněji vysvitne praktický význam vzorce (8) v případě thoriové emanace, pro níž vypočte se tato tabulka:

Čas t:	$\frac{s_x}{s}$:
5 vteřin	0·52
10 „	0·53
20 „	0·57
30 „	0·62
40 „	0·67
50 „	0·73
60 „	0·81

Při delších časech t než 60 vteřin se v praksi již neměří. Čas t, znamenající dobu, jak dlouho bude trvati pohyb lístku přes obor škály s — *dlužno ovšem vždy napřed odhadnout.* To je věcí cviku.

Prof. O. Hahn za své mnohaleté prakse si vyzkoušel ryze pokusně, že nejlepší přímky na logaritmickém papíře se dostanou i pro krátké poločasy, když se s prodlužujícím se časem t posunuje místo, v němž dlužno zjistiti čas na druhých stopkách, směrem od polovice oboru (s) ke konci oboru. Touto prací odvozen uvedený fakt matematicky a *detailně* jest skryt v ***obecném*** vzorci (8). Z něho možno pro každý případ vypočísti *potřebnou tabulku*.

Jak přesně možno uvedenou tabulkou pro thoriovou emanaci pracovati, vysvítá z připojeného obrázku. Zde měřil jsem od 50.—30. dílce a pro časy t: 6·2, 9·3, 16·6, 5·3 vteřiny zjistil jsem *běžný čas na druhých stopkách při dílcích: 40, 40, 39, 36, v souhlase s uvedenou tabulkou.* K těmto časům vztahoval jsem pak naměřené aktivity pro znázornění na logaritmickém papíře.

Berlin—Dahlem, 20. června 1925.

*

Sur les mesures des courtes périodes radioactives.

(Extrait de l'article précédent.)

Lorsqu'on mesure de courtes périodes radioactives, p. ex. celles du thoron, on ne sait pas à quel point précis de la courbe il faut adjoindre l'intensité du courant, mésurée pour un petit intervalle de temps, l'activité du produit ayant changé, pendat les mesures, d'une manière notable. L'auteur trouve la formule théorique (8) où s est le chemin parcouru par le feuillet de l'électroscope dans l'intervale de mesure t, λ la constante de desintégration et s_x le chemin parcouru jusqu' au moment auquel il faut adjoindre la valeur du courant d'ionisation mésurée à un certain moment; il corrige la distribution des moments de mesures dans la courbe de décroissance du produit par rapport à cette décroissance elle-même. De plus, il calcule la table relative au thoron et au thorium C et dresse la courbe de décroissance du thoron, mésuré d'après ce principe, qui est reproduite ainsi d'une façon très précise.