

## 30. Meranie aktivačnej krivky

### 1. Všeobecná časť

Pri ožarovaní niektorých stabilných nuklidov tepelnými neutrónmi môžeme získať umelé rádioaktívne nuklidy. Stabilný nuklid sa premení na rádioaktívny tak, že absorbuje (zachytí) neutrón. Absorbovanie (záchyt) neutrónu spôsobí prerušenie rovnováhy medzi počtom protónov a neutrónov v jadre a ďalší rovnovážny stav nastane po emisii  $\beta$  – častice. Pretože účinný prierez absorpcie pre pomalé neutróny je väčší ako pre rýchle, zdroj neutrónov je umiestnený do spomaľovacieho prostredia (moderátora). Tým sa zvýši pravdepodobnosť procesu absorpcie neutrónov a dosiahne sa vyššia indukovaná aktivita ožarovaného materiálu.

Pre pomalé neutróny je najpravdepodobnejšia reakcia tzv. *radiačného záchyty*, ktorú môžeme schematicky zapísať takto:



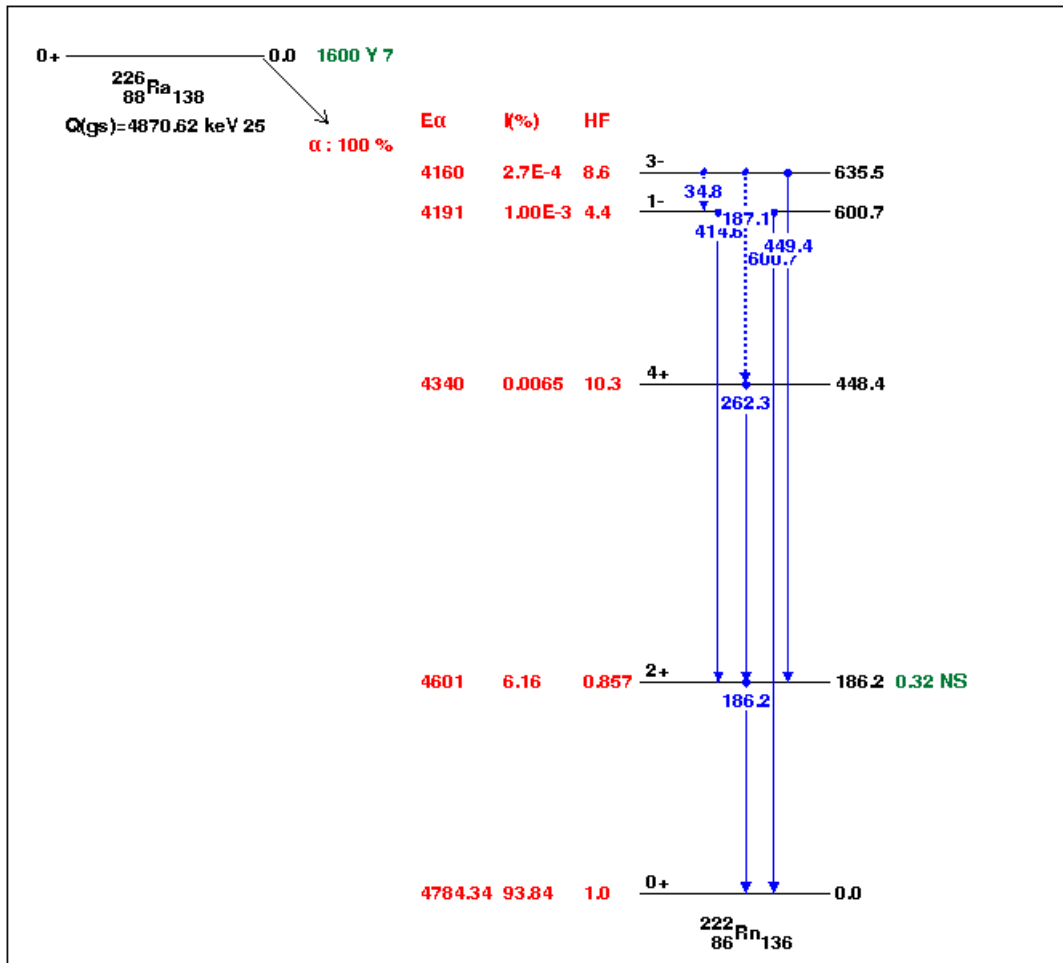
alebo skrátene



kde  ${}^A_ZX$  je terčikový nuklid a  ${}^{A+1}_ZX$  je jeho izotop, ktorý vznikol záchytnom neutrónu.

V laboratórnych podmienkach sa využívajú tzv. *izotopické neutrónové zdroje*, ktoré predstavujú zmes  $\alpha$  - rádioaktívneho izotopu s iným ľahkým izotopom (najčastejšie  ${}^9\text{Be}$ ). Neutróny vznikajú v dôsledku reakcií typu  $(\alpha, n)$ . V predchádzajúcom cvičení sme podrobne vysvetlili princíp činnosti  ${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$  (amerícium-berýliového) zdroja neutrónov. Namiesto amerícia je možné použiť aj iné  $\alpha$ -žiarice, napríklad  ${}^{226}\text{Ra}$  alebo  ${}^{239}\text{Pu}$ . Ich rozpadové schémy sú na obrázkoch 30.1 a 30.2.

Zdroj neutrónov je umiestnený vo vnútri parafínového bloku (obr. 30.3). Ožarovanie vzoriek sa uskutočňuje vo vopred pripravených otvoroch v parafíne. Parafínový blok je obalený kadmiovým plechom, ktorý má v oblasti tepelných energií vysoký účinný prierez záchyty neutrónov. Tienenie pred  $\gamma$  – žiarením, ktoré môže vznikáť jednak zo zdroja  $\alpha$  častíc, jednak pri reakciách typu  $(n, \gamma)$ , sa zabezpečuje vrstvou olova za kadmiovým plechom.

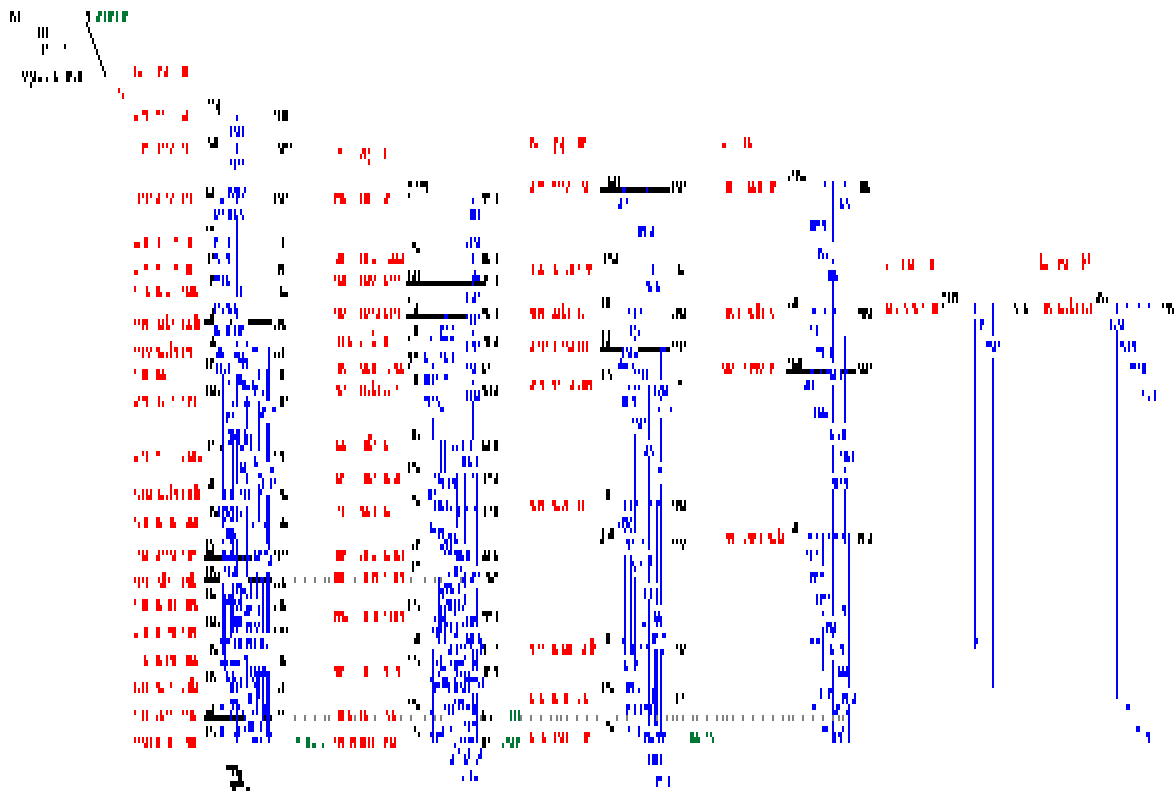


Parent Nucleus	Parent E(level)	Parent $J^\pi$	Parent $T_{1/2}$	Decay Mode	GS-GS Q-value (keV)	Daughter Nucleus	Decay Scheme	ENSDF file
$^{226}_{88}\text{Ra}$	0.0	0+	1600 y 7	$\alpha : 100 \%$	4870.62 25	$^{222}_{86}\text{Rn}$		

Alphas:

Energy (keV)	Intensity (%)	Dose (MeV/Bq-s)
4160 2	2.7E-4 % 5	1.12E-5 21
4191 2	1.00E-3 % 10	4.2E-5 4
4340 1	0.0065 % 3	2.82E-4 13
4601 1	6.16 % 3	0.2834 14
4784.34 25	93.84 % 11	4.490 5

Obr. 30.1: Rozpadová schéma a základné charakteristiky  $\alpha$ -žiariča  $^{226}\text{Ra}$ .

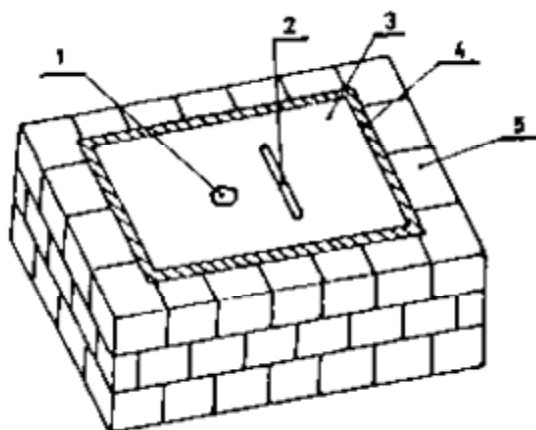


Parent Nucleus	Parent E(level)	Parent Jπ	Parent T <sub>1/2</sub>	Decay Mode	GS-GS Q-value (keV)	Daughter Nucleus	Decay Scheme	ENSDF file
<sup>239</sup> <sub>94</sub> Pu	0	1/2+	24110 y 30	α: 100 %	5244.50 21	<sup>235</sup> <sub>92</sub> U		

Obr. 30.1: Rozpadová schéma a základné charakteristiky α-žiariča <sup>239</sup>Pu.

Rozpadová schéma <sup>239</sup>Pu je pomerne komplikovaná, nakoľko dcérske nuklid <sup>235</sup>U má veľké množstvo energetických hladín. S najväčšími pravdepodobnosťami sa realizujú prechody len na niektoré z týchto energetických hladín, pričom dochádza k emisii α-častíc s energiami 5105.5 MeV (11.94%), 5144.3 MeV (17.11%) a 5156.59 MeV (70.77%).

Aktivačnou krivkou nazývame závislosť indukovanej aktivity vznikajúcej pri ožarovaní stabilného nuklidu od času ožarovania. Celkový počet nahromadených rádioaktívnych jadier je výsledkom dvoch protikladných procesov: vzniku rádioaktívnych jadier v dôsledku ožarovania (v našom konkrétnom prípade tepelnými neutrónmi) a ich spontánnej premeny (spontánneho rozpadu).



Obr. 30.3: Umiestnenie neutrónového zdroja. 1 – zdroj, 2 – otvor pre umiestnenie vzorky, 3 – parafín, 4 – kadmium, 5 – olovo.

Predpokladajme zjednodušený model, že pri ožarovaní vzorky vzniká len jeden druh rádioaktívnych jadier, že intenzita neutrónového toku a počet jadier stabilného izotopu sa nemenia. Označme ďalej  $N(t)$  počet rádioaktívnych jadier v čase  $t$  a  $C$  nech je počet rádioaktívnych jadier vznikajúcich za časovú jednotku v dôsledku ožarovania. Potom zmena  $dN(t)$  za časový interval  $dt$  bude:

$$dN(t) = C dt - \lambda N(t) dt \quad (30.3)$$

kde  $\lambda$  je konštanta premeny.

Pri počiatkových podmienkach, že v čase  $t = 0$  je  $N(0) = 0$ , riešenie diferenciálnej rovnice (30.3) bude mať tvar:

$$N(t) = \frac{C}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (30.4)$$

Z rovnice (30.4) vidieť, že pri narastaní času  $t$  počet rádioaktívnych jadier nahromadených vo vzorke smeruje k maximálnej (saturovanej) hodnote  $N_{\max} = \frac{C}{\lambda}$ .

Aktivita rádioaktívneho izotopu  $A(t)$  je vyjadrená vzťahom:

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (30.5)$$

takže aktivita umele vznikajúceho rádioaktívneho izotopu bude rovná:

$$A(t) = C (1 - e^{-\lambda t}) \quad (30.6)$$

Vzťah (30.6) môžeme zapísať aj v tvare:

$$A(t) = C \left( 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t} \right) = C \left( 1 - e^{-\frac{0.693}{T} t} \right) \quad (30.7)$$

kde  $T$  je doba polpremeny.

Pri dostatočne dlhom ožarovaní pre  $t \gg T$  sa indukovaná aktivita blíži hodnote  $A_{max}$ , t. j.:

$$\lim_{\frac{t}{T} \rightarrow \infty} A(t) = A_{max} = C \quad (30.8)$$

Podľa vzťahu (30.8) je maximálna (alebo tzv. *saturovaná*) aktivita rovná počtu rádioaktívnych jadier vznikajúcich za jednotku času. Tento prípad nastane vtedy, keď počet novo-vznikajúcich jadier sa rovná počtu rozpadajúcich sa jadier, resp., lepšie povedané, keď sa počet rozpadnutých jadier za jednotku času vyrovná počtu novo-vznikajúcich jadier za jednotku času. Pomocou vzťahu (30.8) môžeme vzťah (30.7) napísať v tvare:

$$\frac{A(t)}{A_{max}} = 1 - e^{-\frac{0.693}{T} t} \quad (30.9)$$

Ak je čas ožarovania  $t$  v porovnaní s polčasom premeny oveľa menší ( $t \ll T$ ), potom pre indukovanú aktivitu platí približný vzťah:

$$A(t) \cong \frac{A_{max} 0.693}{T} t, \quad (30.10)$$

ktorý získame rozvojom exponenciálnej funkcie do Taylorovho radu.

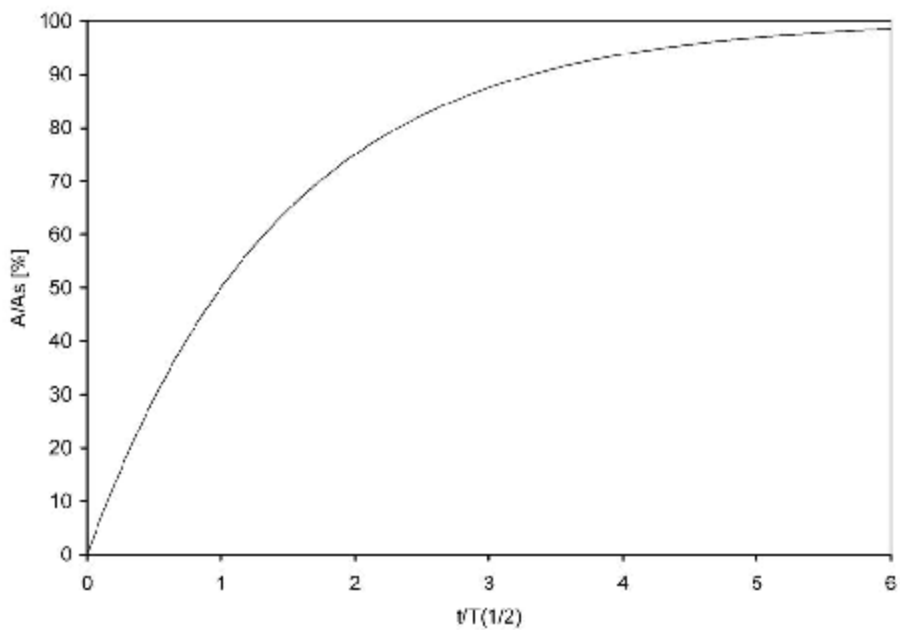
To znamená, že pri krátkom čase ožarovania závislosť indukovanej aktivity od času je prakticky lineárna. Vzťah (30.10) platí pre  $t < 0.3T$  s presnosťou 10%. Tento výsledok má praktický význam. Napríklad pri ožarovaní  $^{59}\text{Co}$  tepelnými neutrónmi vzniká rádioaktívny nuklid  $^{60}\text{Co}$  s polčasom premeny  $T = 5.3$  roka. To znamená, že približný vzťah (30.10) môžeme používať pri ožarovacích časoch do 1.6 roka, čo zodpovedá prakticky všetkým reálnym prípadom získavania  $^{60}\text{Co}$ .

Grafické znázornenie vzťahu (30.9) je na obr. 30.4. Z obrázku vidieť, že pri  $t = 4T$ , aktivita dosahuje viac než 90% maximálnej hodnoty.

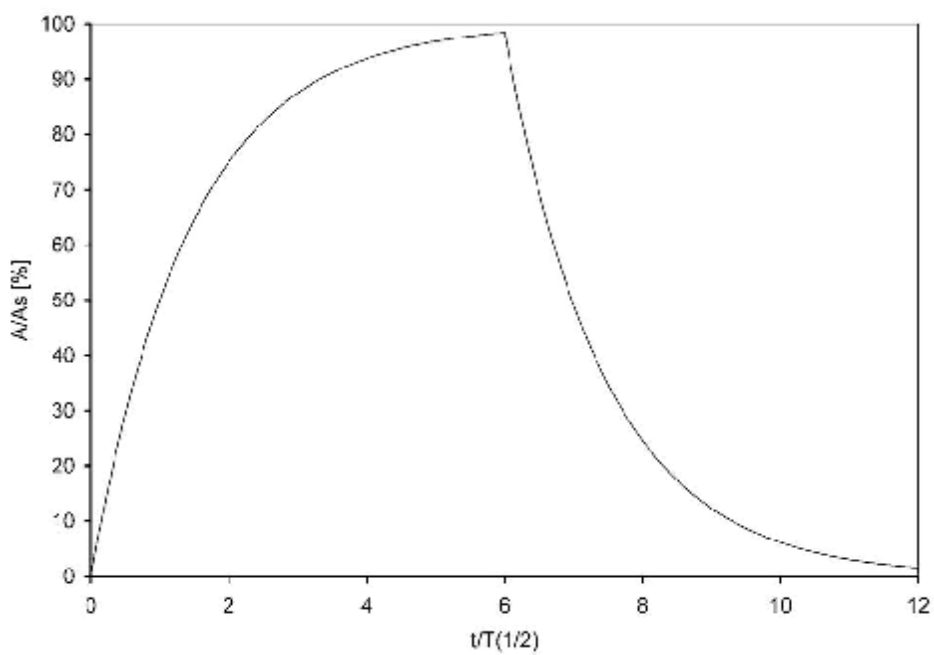
Po ukončení ožarovania ostane vzorka naaktivovaná a jej aktivita bude s časom exponenciálne klesať podľa zákona rádioaktívnej premeny:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (30.11)$$

kde  $A_0$  predstavuje aktivitu na konci ožarovania. Hovoríme o tzv. *reziduálnej aktivite*. Situácia je znázornená na obrázku 3.5.



Obr. 30.4: Priebeh indukovanej aktivity počas ožarovania.

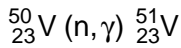


Obr. 30.5: Priebeh indukovanej a reziduálnej aktivity v závislosti od času počas a po skončení ožarovania.

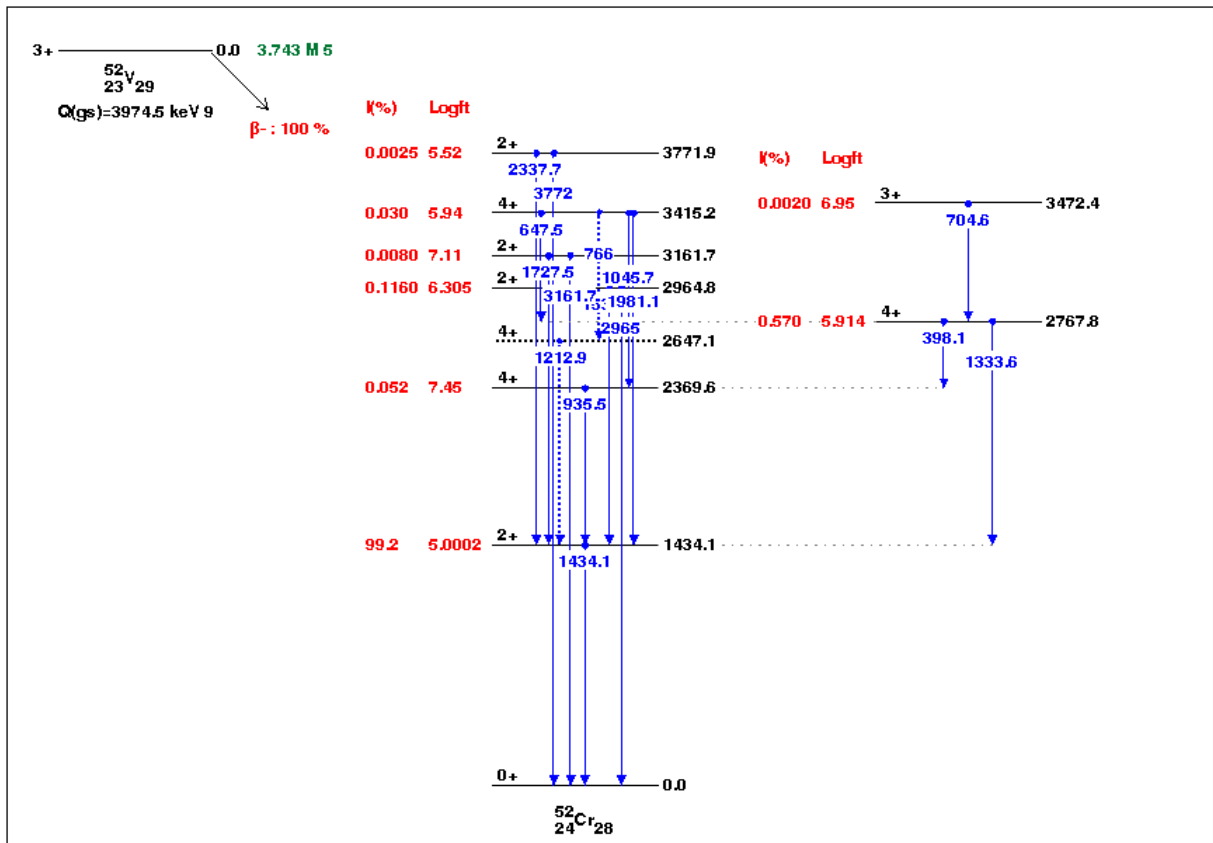
## 2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je zmerať aktivačnú krivku vanádu. Vzorka je v práškovej forme a obsahuje kysličník  $V_2O_5$ . V prirodzenej zmesi vanádu sú dva stabilné nuklidy  $^{50}_{23}V$  a  $^{51}_{23}V$  so zastúpením 0.25 a 99.75%.

Pri ožarovaní tepelnými neutrónmi sú najpravdepodobnejšie tieto reakcie:



Len druhá z uvedených reakcií vedie ku vzniku rádioaktívneho nuklidu  $^{52}_{23}V$ . Tento nuklid je  $\beta^-$  rádioaktívny. Jeho rozpadové schéma je na obrázku 30.6. Základné charakteristiky  $^{52}_{23}V$  sú na obrázku 30.7 podľa databázy Nudat2.



Obr. 30.6: Rozpadové schéma  $^{52}_{23}V$ .

Parent Nucleus	Parent E(level)	Parent J $\pi$	Parent T <sub>1/2</sub>	Decay Mode	GS-GS Q-value (keV)	Daughter Nucleus	Decay Scheme	ENSDF file
<sup>52</sup> <sub>23</sub> V	0.0	3+	3.743 m 5	$\beta^-$ : 100 %	3975.6 10	<sup>52</sup> <sub>24</sub> Cr		

Beta-:

Energy (keV)	End-point energy (keV)	Intensity (%)	Dose ( MeV/Bq-s )
58.7 4	203.7 11	0.0025 % 14	1.5E-6 8
165.0 4	503.2 10	0.0020 % 10	3.3E-6 17
186.0 4	560.4 10	0.030 % 10	5.6E-5 19
288.9 5	814.0 10	0.0080 % 10	2.3E-5 3
372.1 5	1010.8 10	0.1160 % 20	4.32E-4 7
457.9 5	1207.9 10	0.570 % 13	0.00261 6
636.5 6	1606.0 10	0.052 % 10	3.3E-4 6
1073.5 6	2541.5 10	99.22 % 5	1.0651 8

Obr. 30.7: Základné charakteristiky <sup>52</sup>V.

<sup>52</sup>V sa  $\beta^-$  premenou mení na nuklid <sup>52</sup><sub>24</sub>Cr, pričom maximálna energia beta-spektra je 2.542 MeV a stredná energia beta-spektra je 1068.6 keV. Dcérsky nuklid <sup>52</sup><sub>24</sub>Cr vzniká s najväčšou pravdepodobnosťou (99.22%) na prvej vzbudenej hladine, odkiaľ prechádza do základného stavu vyžiareníím fotónu gama s energiou 1.434 MeV.

Pre zmeranie aktivačnej krivky treba merať početnosť častíc vyžiarených <sup>52</sup>V v závislosti od času ožarovania. Merania budeme realizovať GM-trubicou v trvaní 5 min vždy po 20 s od vytiahnutia vzorky z neutrónového zdroja. Doba ožarovania bude 5, 10, 15 a 25 min, pričom medzi jednotlivými ožarovaniami treba čakať minimálne 15 minút, aby naaktivovaná vzorka stihla „vymrieť“. Namerané hodnoty vynesieme do grafu.

Polčas premeny <sup>52</sup>V je  $T = 3,743$  minúty. Preto môžeme predpokladať, že pri ožarovaní trvajúcim 25 min dosiahne aktivita maximálnu, saturovanú hodnotu. Preto približne platí:

$$\frac{A(t)}{A_{\max}} = \frac{N(t) - N_{\text{poz}}}{N(25) - N_{\text{poz}}} = 1 - e^{-\frac{0.693}{T}t} \quad (30.13)$$

kde  $N_{\text{poz}}$  je početnosť pozadia.

Pri grafickom spracovaní zostrojíme najprv teoretickú závislosť a namerané hodnoty vynesieme do toho istého grafu ako izolované body.