Rozdział 5

Detekcja i identyfikacja jonów

Detekcja ciężkich jonów

Do rejestracji jonów stosuje się klasyczne metody detekcji cząstek naładowanych. Najczęściej spotykane rodzaje detektorów to :

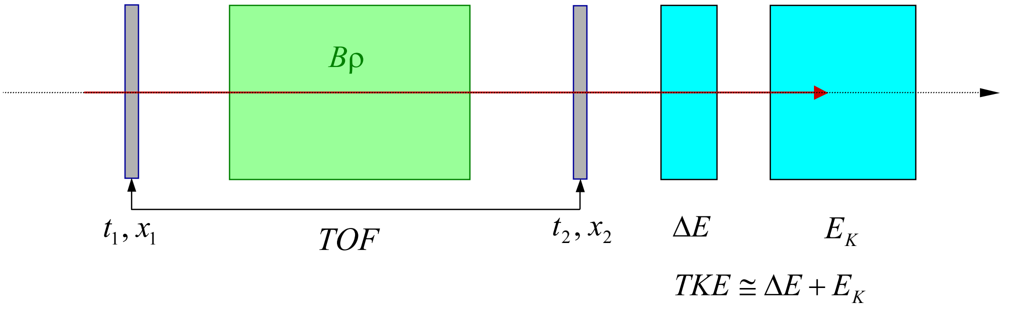
- Scyntylatory (plastik) – pomiar czasu i położenia.
- Det. gazowe (komory jonizacyjne) – pomiar strat energii (i położenia).
- Det. drutowo-gazowe (komory drutowe) – pomiar położenia.
- Det. krzemowe – pomiar energii, strat energii, czasu i położenia.
  – detektory monolityczne i paskowe – są często wykorzystywane jednocześnie do rejestracji jonów i ich rozpadów.

Nie będziemy tu szczegółowo opisywać konstrukcji i działania tych detektorów. W dalszej części omówimy jedynie komorę jonizacyjną i problem różnicy między stratą energii a energią zdeponowaną.

Zasada identyfikacji jonów

Do najważniejszych zalet metody fragmentacji pocisków należy możliwość pełnej i jednoznacznej identyfikacji pojedynczych jonów w locie.

- Zasada tej identyfikacji opiera się na pomiarze sztywności magnetycznej, czasu przelotu i strat energii ($B\rho$ – TOF – ΔE), a czasem także całkowitej energii kinetycznej TKE.



- Czas przelotu TOF pozwala obliczyć prędkość jonu i jej funkcje :

$$\upsilon = \frac{l}{TOF}; \quad \beta = \frac{\upsilon}{c}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

- Wartość $B\rho$ pozwala wtedy określić stosunek A/Q jonu :

$$B\rho\,[\mathrm{Tm}] = 3.107\gamma\,\beta\,\frac{A}{Q}$$ (patrz str. 124).

- Strata energii jonu w detektorze ΔE pozwala obliczyć Z :

$$\Delta E \cong \frac{dE}{dx}\Delta x \propto Z^2 f(\upsilon)$$ (patrz str. 87).

- Całkowita energia kinetyczna (TKE) zależy od masy jonu i jego prędkości :

$$TKE = E - mc^2 = mc^2(\gamma - 1) \cong A u\, c^2(\gamma - 1).$$

Pomiary $B\rho$ – TOF – ΔE

Pomiar sztywności magnetycznej

Wartość $B\rho$ wyznacza się na podstawie pomiarów położenia jonu (w płaszczyźnie dyspersyjnej) przed (x_1) i po (x_2) przejściu przez sekcję dipolową oraz ze znajomości wielkości $B\rho_0$ na osi optycznej.

Macierz optyczna dla sekcji dipolowej (str. 147) :

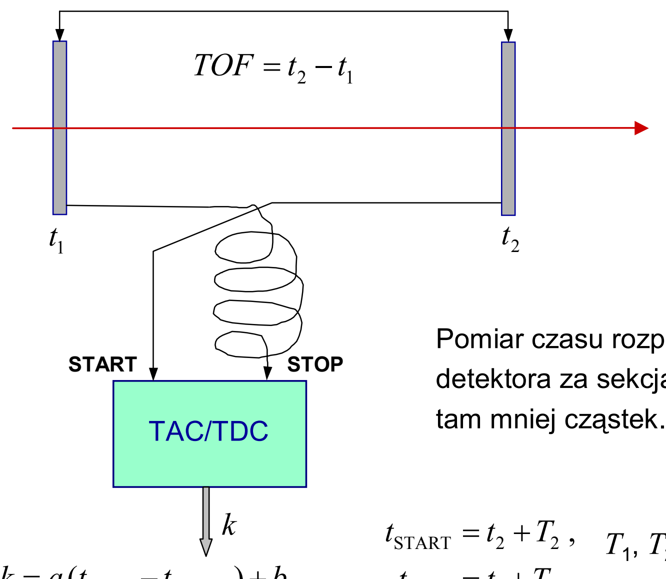
$$M_{B\rho} = \begin{pmatrix} V & 0 & D \\ W & 1/V & D' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Wynika z niej, że : $x_2 = V x_1 + D\delta\,(B\rho)$,

czyli
$$\delta\,(B\rho) = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} = \frac{1}{D}(x_2 - V x_1),$$
$$B\rho = B\rho_0\left(1 + \frac{1}{D}(x_2 - V x_1)\right).$$

Czasem (np. gdy $x_2 \approx x_1 \approx 0$) wystarczy przybliżenie $B\rho \cong B\rho_0$, w przeciwnym wypadku konieczna jest znajomość parametrów jonowo-optycznych (D i V) sekcji dipolowej !

Pomiar czasu przelotu między dwoma detektorami



Pomiar czasu rozpoczynamy sygnałem z detektora za sekcją dipolową, gdyż dociera tam mniej cząstek.

$$k = a\,(t_{\mathrm{STOP}} - t_{\mathrm{START}}) + b,$$

$t_{\mathrm{START}} = t_2 + T_2$, $t_{\mathrm{STOP}} = t_1 + T_1$. T_1, T_2 – czasy propagacji sygnałów zależne od długości kabli.

$$k = a(t_1 - t_2 + T_1 - T_2) + b = a(-TOF + T_1 - T_2) + b,$$

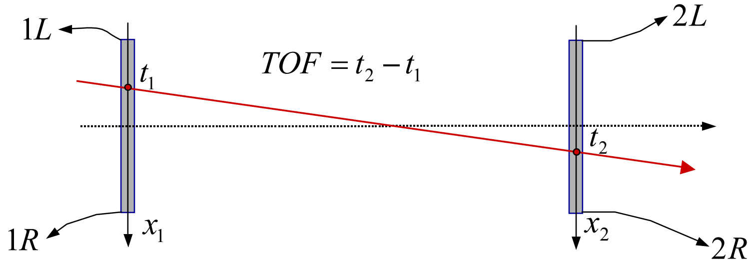
a, b, T_1, T_2 są stałe

$$\Longrightarrow \quad TOF = \tilde{a}k + \tilde{b}\,.$$

Efekt propagacji sygnału w detektorze

W dużych detektorach czas propagacji sygnału w samym detektorze (zależny od pozycji jonu) może być na tyle duży, że nie można go zaniedbać przy wyznaczaniu TOF. Przy okazji zjawisko to daje możliwość pomiaru pozycji.

Przykład : scyntylatory plastikowe w FRS (grubość 1 – 5 mm, szerokość ok. 20 cm).



Sygnały z każdego końca docierają do zegara (TAC/TDC) po czasach :

$$t_{1\mathrm{R}} = t_1 + \frac{d_1/2 - x_1}{\tilde{c}_1} + T_{1\mathrm{R}}\,, \qquad t_{2\mathrm{R}} = t_2 + \frac{d_2/2 - x_2}{\tilde{c}_2} + T_{2\mathrm{R}}\,,$$

$$t_{1\mathrm{L}} = t_1 + \frac{d_1/2 + x_1}{\tilde{c}_1} + T_{1\mathrm{L}}\,, \qquad t_{2\mathrm{L}} = t_2 + \frac{d_2/2 + x_2}{\tilde{c}_2} + T_{2\mathrm{L}}\,,$$

d – szerokość detektora,

$\tilde{c}$ – prędkość propagacji sygnału w detektorze,

T – czas propagacji w „kablach" (stały).

- Z różnicy czasów między lewym a prawym końcem detektora można wyznaczyć pozycję x :

$$\Delta t_{1\mathrm{LR}} = t_{1\mathrm{L}} - t_{1\mathrm{R}} = \frac{2}{\tilde{c}_1} x_1 + \overbrace{\Delta T_{1\mathrm{LR}}}^{}\!{}_{T_{1\mathrm{L}} - T_{1\mathrm{R}}}\,, \qquad \Delta t_{2\mathrm{LR}} = t_{2\mathrm{L}} - t_{2\mathrm{R}} = \frac{2}{\tilde{c}_2} x_2 + \Delta T_{2\mathrm{LR}}\,,$$

$$\Delta T_{1\mathrm{LR}} = T_{1\mathrm{L}} - T_{1\mathrm{R}}\,, \qquad \Delta T_{2\mathrm{LR}} = T_{2\mathrm{L}} - T_{2\mathrm{R}}$$

$$\Longrightarrow \quad x_1 = a_1\,\Delta t_{1\mathrm{LR}} + b_1\,, \quad x_2 = a_2\,\Delta t_{2\mathrm{LR}} + b_2\,.$$

- Z różnicy czasów między lewymi (prawymi) końcami można wyznaczyć TOF :

$$\Delta t_{\mathrm{LL}} = t_{2\mathrm{L}} - t_{1\mathrm{L}} = t_2 - t_1 + \frac{x_2}{\tilde{c}_2} - \frac{x_1}{\tilde{c}_1} + \frac{d_2}{2\tilde{c}_2} - \frac{d_1}{2\tilde{c}_1} + T_{2\mathrm{L}} - T_{1\mathrm{L}} =$$

$$= TOF + \frac{x_2}{\tilde{c}_2} - \frac{x_1}{\tilde{c}_1} + const_{\mathrm{L}}\,.$$

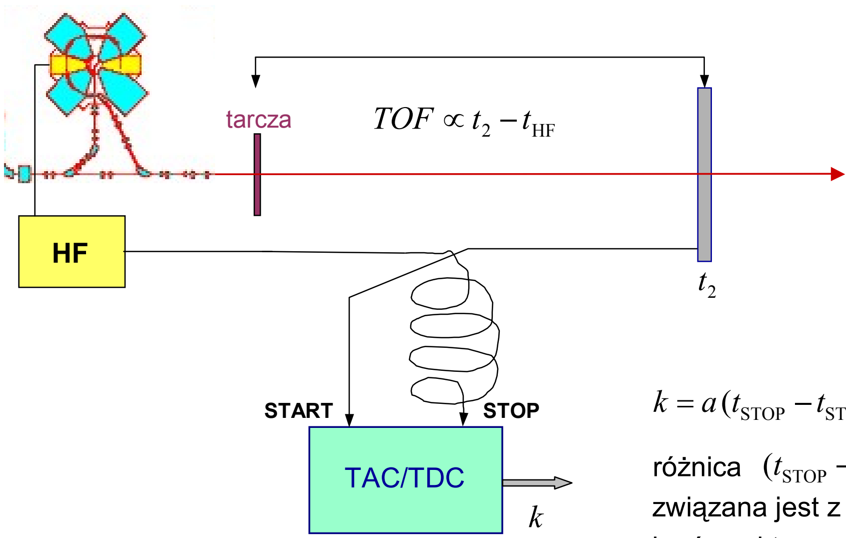
$$\Delta t_{\mathrm{RR}} = t_{2\mathrm{R}} - t_{1\mathrm{R}} = t_2 - t_1 - \frac{x_2}{\tilde{c}_2} + \frac{x_1}{\tilde{c}_1} + \frac{d_2}{2\tilde{c}_2} - \frac{d_1}{2\tilde{c}_1} + T_{2\mathrm{R}} - T_{1\mathrm{R}} = TOF - \frac{x_2}{\tilde{c}_2} + \frac{x_1}{\tilde{c}_1} + const_{\mathrm{R}}\,.$$

Suma powyższych wyrażeń nie zależy już od położenia :

$$\Longrightarrow \quad TOF = \frac{1}{2}(\Delta t_{\mathrm{LL}} + \Delta t_{\mathrm{RR}}) + const.$$

Pomiar czasu przelotu względem impulsów HF

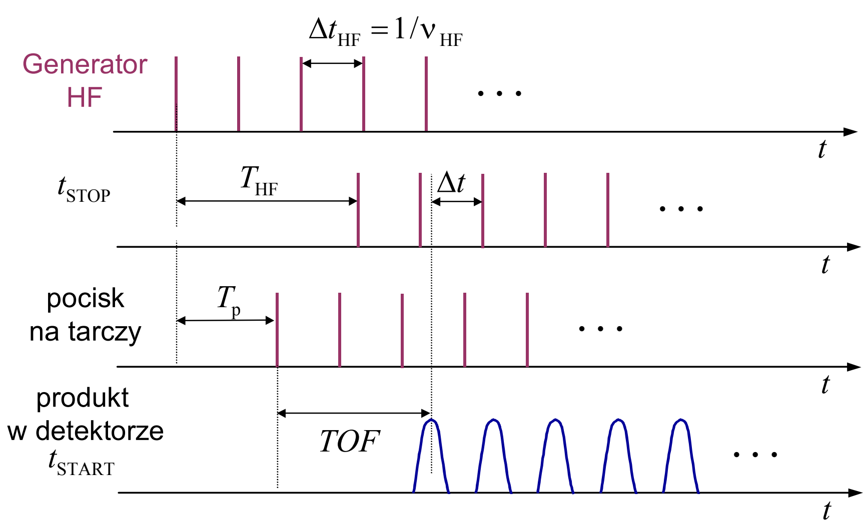
W laboratoriach cyklotronowych do pomiaru czasu przelotu można wykorzystać, zamiast dwóch detektorów, jeden detektor jonów i sygnał wysokiej częstości (HF) cyklotronu, który jest związany z czasem padania pocisków na tarczę.



$$k = a(t_{\mathrm{STOP}} - t_{\mathrm{START}}) + b\,,$$

różnica $(t_{\mathrm{STOP}} - t_{\mathrm{START}})$ związana jest z czasem przelotu jonów od tarczy do detektora.

Sekwencja czasowa sygnałów :



$$t_{\mathrm{START}} = T_{\mathrm{p}} + TOF$$

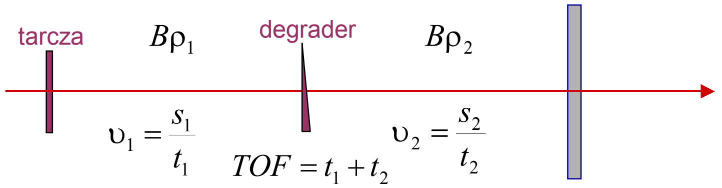
$$t_{\mathrm{STOP}} = T_{\mathrm{HF}} + n\Delta t_{\mathrm{HF}}$$

$$\Longrightarrow \quad t_{\mathrm{STOP}} - t_{\mathrm{START}} = T_{\mathrm{HF}} + n\Delta t_{\mathrm{HF}} - T_{\mathrm{p}} - TOF = -TOF + const.$$

Uwaga: wartość T_{p} („faza” cyklu przyspieszania) musi być stała !

Czas przelotu względem HF z degraderem

Metoda pomiaru czasu względem HF dostarcza wartości TOF na odcinku od tarczy do detektora. Jeśli na drodze jonów znajduje się degrader należy wziąć pod uwagę fakt, że jony mają przed nim inną prędkość niż za nim.



Do indentyfikacji potrzebna jest zazwyczaj prędkość υ_2 w końcowej części separatora :

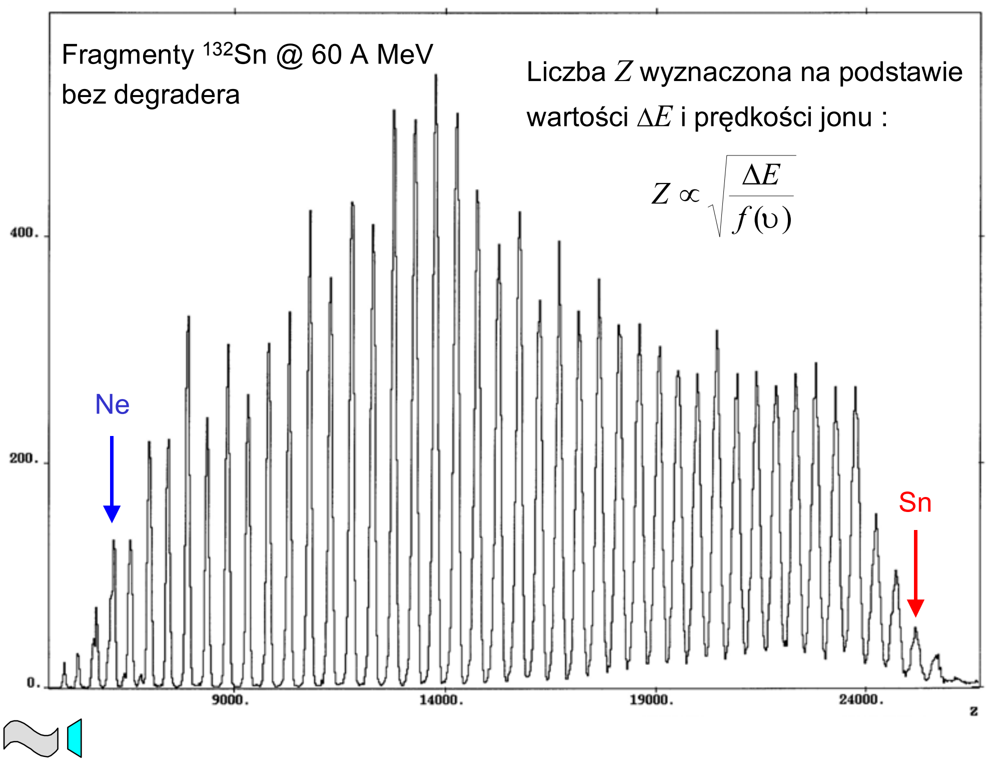
$$TOF = \frac{s_1}{\upsilon_1} + \frac{s_2}{\upsilon_2}, \qquad \text{czyli} \quad \upsilon_2 = \frac{1}{TOF}\left(s_2 + s_1 \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \right).$$

Przy stosunkowo niskich energiach (cyklotron) możemy przybliżyć :

$$B\rho \cong \frac{m\upsilon}{q} \quad \Rightarrow \quad \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \cong \frac{B\rho_2}{B\rho_1} \quad \Rightarrow \quad \upsilon_2 = \frac{1}{TOF}\left(s_2 + s_1 \frac{B\rho_2}{B\rho_1} \right).$$

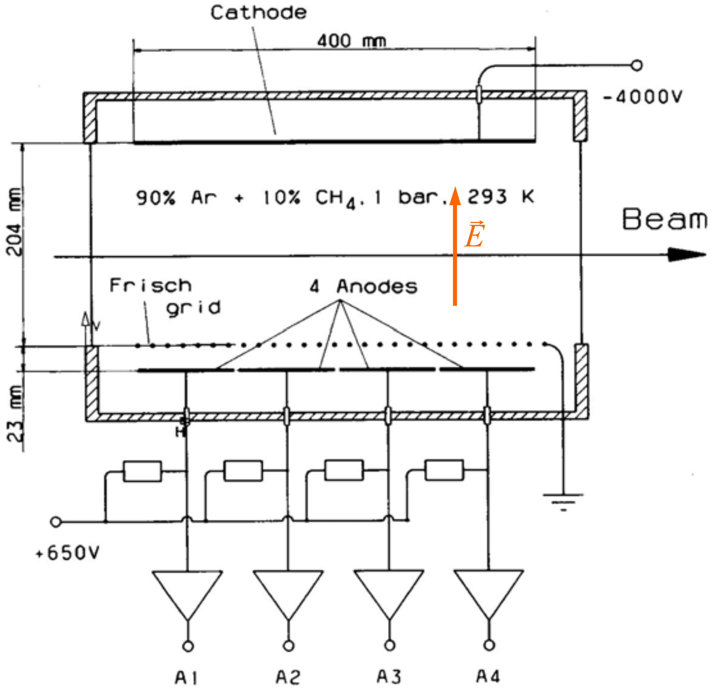
Pomiar strat energii w detektorze krzemowym

Przykład : detektor Si o grubości 300 μm (70 mg/cm^2) w GANIL

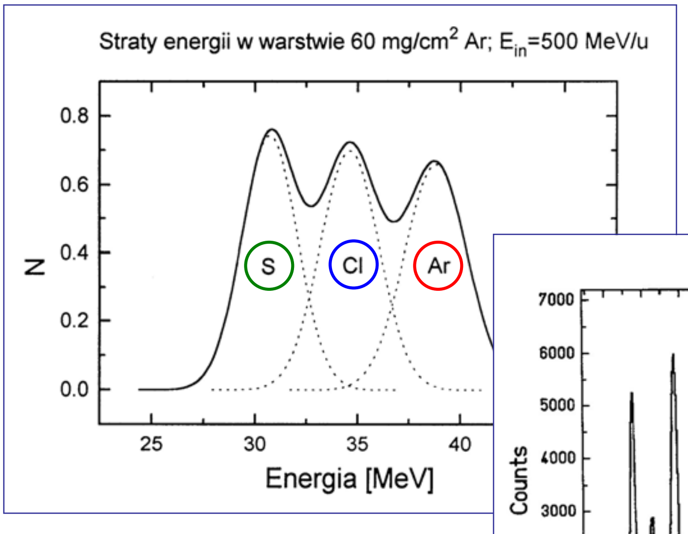


Pomiar strat energii w detektorze jonizacyjnym

Przykład : MUSIC chamber w GSI (M. Pfützner i in., NIM B86 (1994) 213)

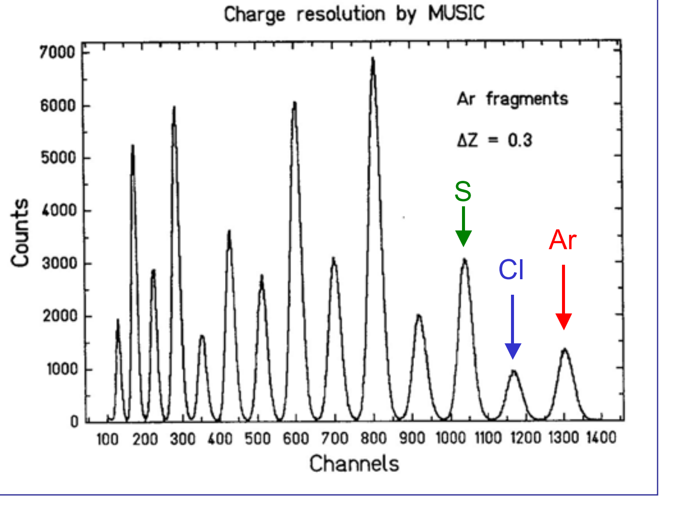


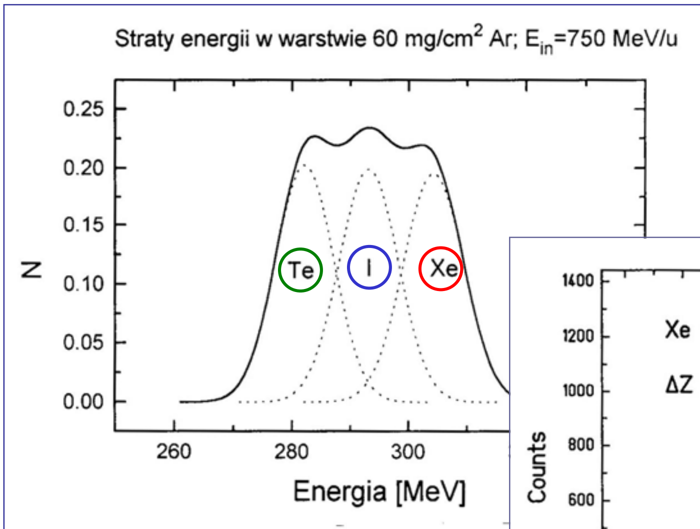
Rozrzut strat energii w komorze MUSIC wg modelu Bohra (⇨ str. 94)



Gdyby taki detektor mierzył stratę energii, trudno byłoby oddzielić jony różniące się liczbą Z o jeden!

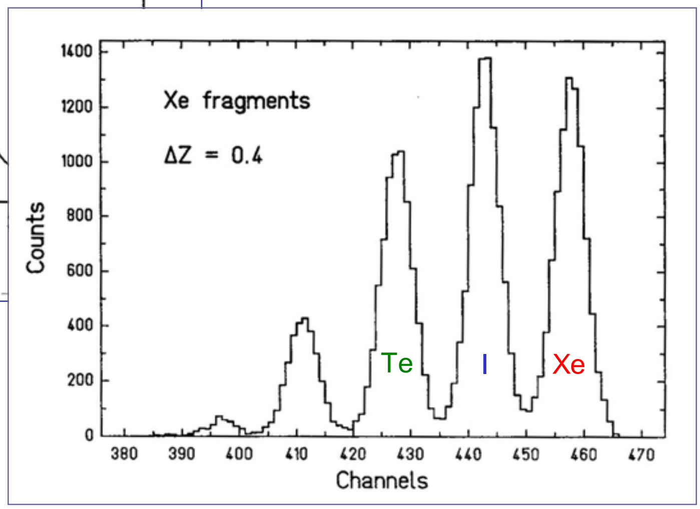
Wynik pomiaru





W przypadku jonów cięższych byłoby jeszcze gorzej!

Ale rozdzielczość detektora MUSIC jest znacznie lepsza



Wniosek : energia zdeponowana w detektorze ma inny rozkład niż energia stracona. W wyniku zderzeń jonu z elektronami w gazie, niektóre z nich uzyskują tak dużą energię, że uciekają z aktywnej objętości detektora. Wpływa to na wartość energii zdeponowanej (nieznacznie) i na jej rozkład (znacznie).

„Obcięty" model Bethego-Bohra H. Bichsel w pracy NIM B86 (1994) 213

Założenie : przekrój czynny na zderzenie jonu z elektronem jest obcinany (=0) dla energii elektronu $E > E_d$ zależnej od geometrii detektora. Wartość E_d traktujemy jako wolny parametr.

Największa energia jaką elektron może uzyskać w wyniku zderzenia :

$$E_M = \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2},$$ gdzie β jest prędkością jonu. Przyjmujemy więc $E_d \le E_M$.

▶ Wówczas średnia energia zdeponowana w detektorze o grubości x i gęstości ρ :

$$\Delta E_{\mathrm{BB}} = \frac{4\pi N_A e^4}{m_e c^2} Z_p^2 \frac{Z_d}{A_d} \rho x \frac{1}{\beta^2}\left(\ln\frac{\sqrt{E_M E_d}}{I} - \beta^2\right),$$

Podstawiając wartości stałych i kładąc $d = \rho x$ otrzymujemy :

$$\Delta E_{\mathrm{BB}} = 0.307 \cdot Z_p^2 \frac{Z_d}{A_d} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{\sqrt{E_M E_d}}{I} - \beta^2 \right) \frac{d}{[\mathrm{g/cm^2}]} \mathrm{MeV}.$$

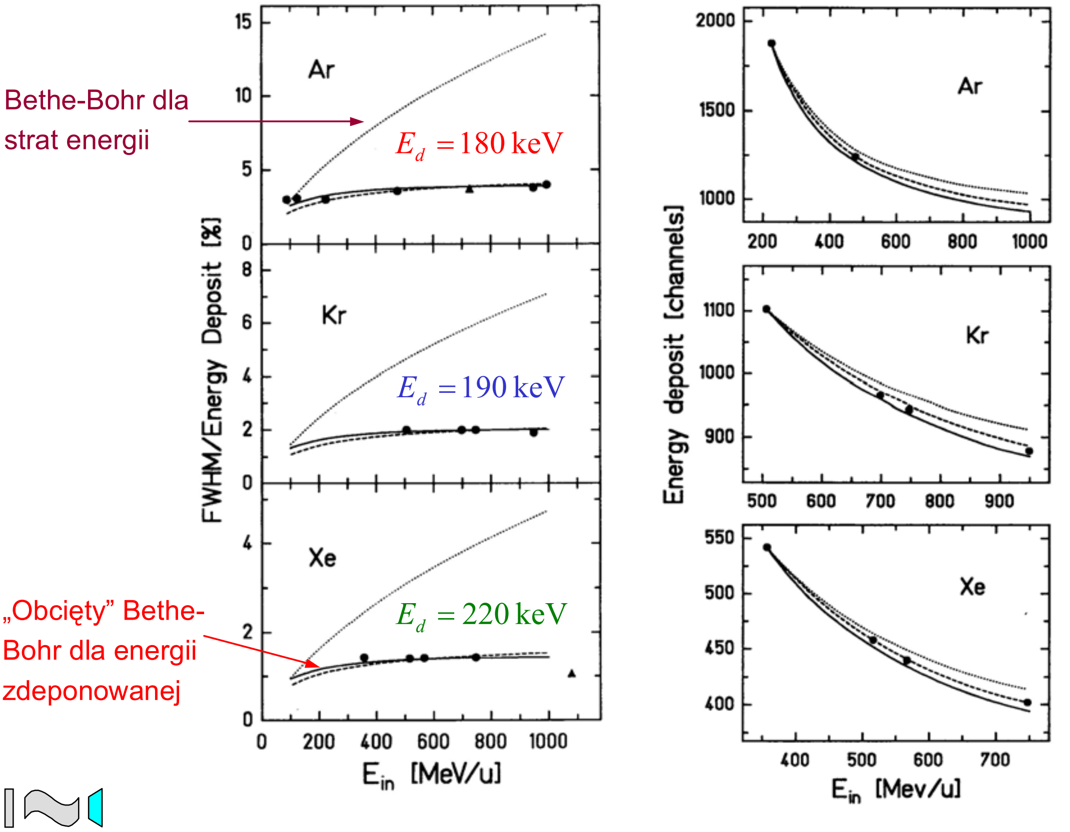
Należy zauważyć, że dla $E_d = E_M$ powyższa formuła przechodzi we wzór Bethego opisujący stratę energii jonu w detektorze (absorbencie) ⇨ str. 87.

- Wariancja rozkładu energii zdeponowanej w „obciętym” modelu B-B wynosi :

$$\sigma_{\mathrm{BB}}^2 = 0.157 \cdot Z_p^2 \frac{Z_d}{A_d} \frac{E_d}{E_M} \frac{1-\beta^2/2}{1-\beta^2} \frac{d}{[\mathrm{g/cm^2}]} \mathrm{MeV}^2.$$

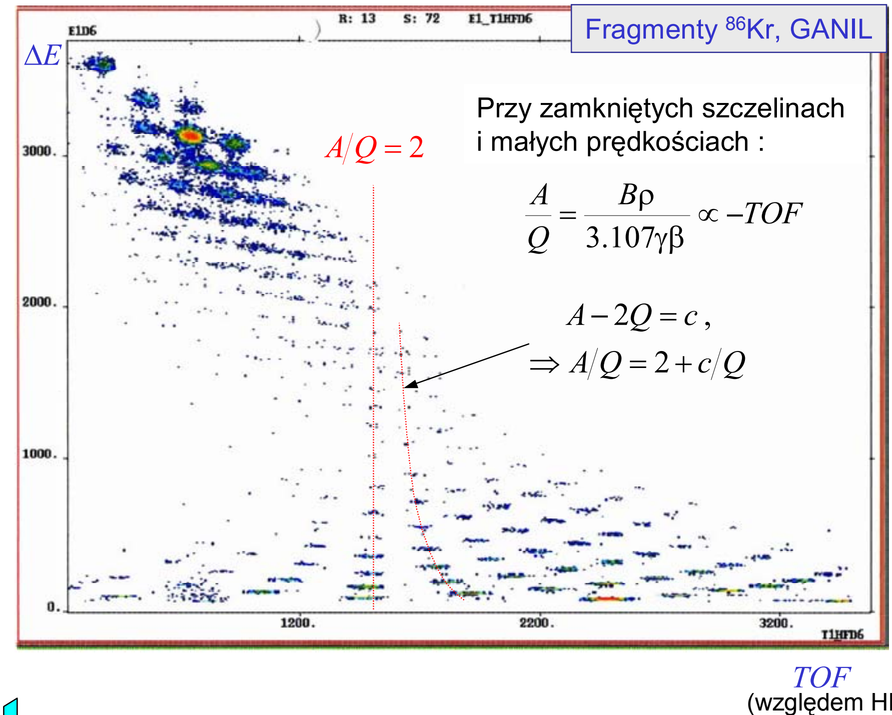
W granicy $E_d = E_M$ dostajemy wzór Bohra na rozrzut strat energii (str. 94).

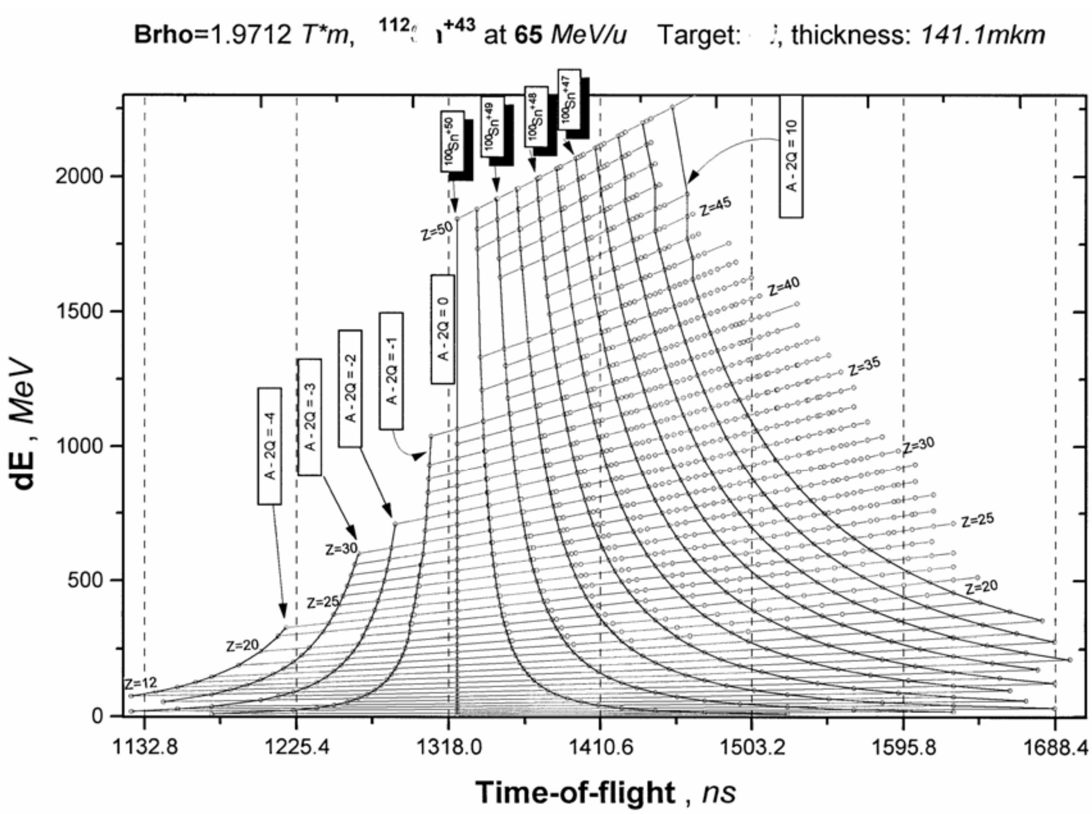
Porównanie modelu B-B z doświadczeniem :



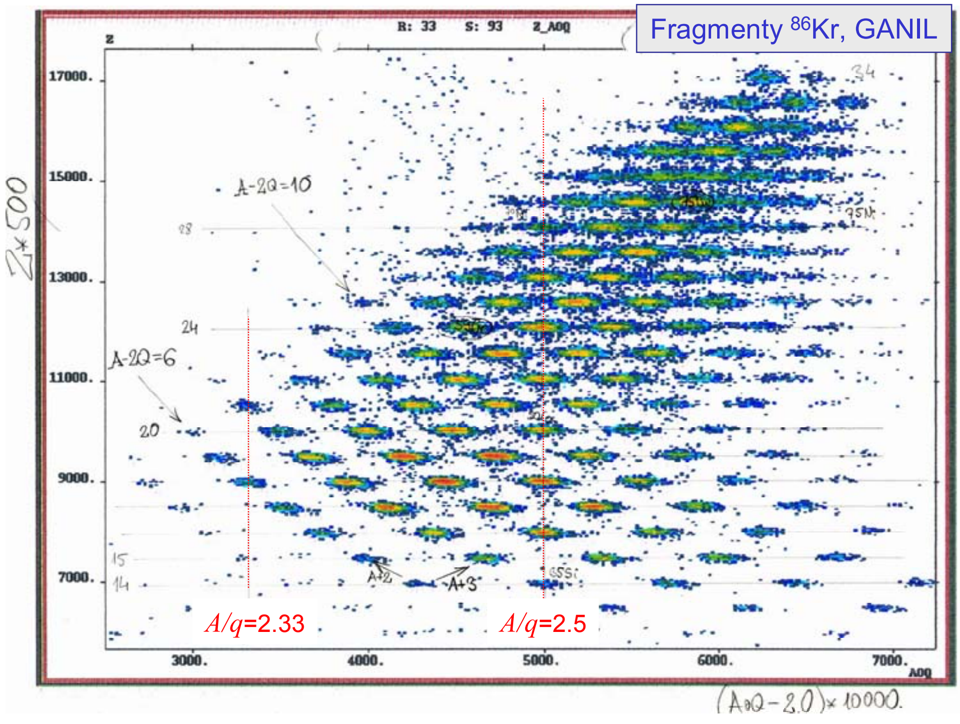
Przykłady identyfikacji

Widmo surowych parametrów $\Delta E - TOF$





Bezwzględne wartości Z i A/q



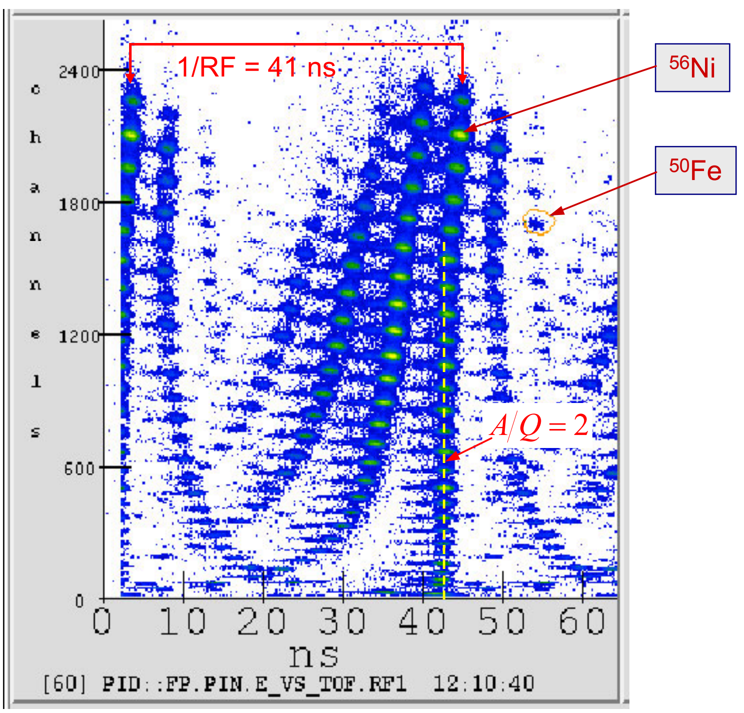
Identyfikacja z czasem przelotu względem HF

Fragmenty ^{58}Ni @ 160 AMeV, MSU, IX 2004

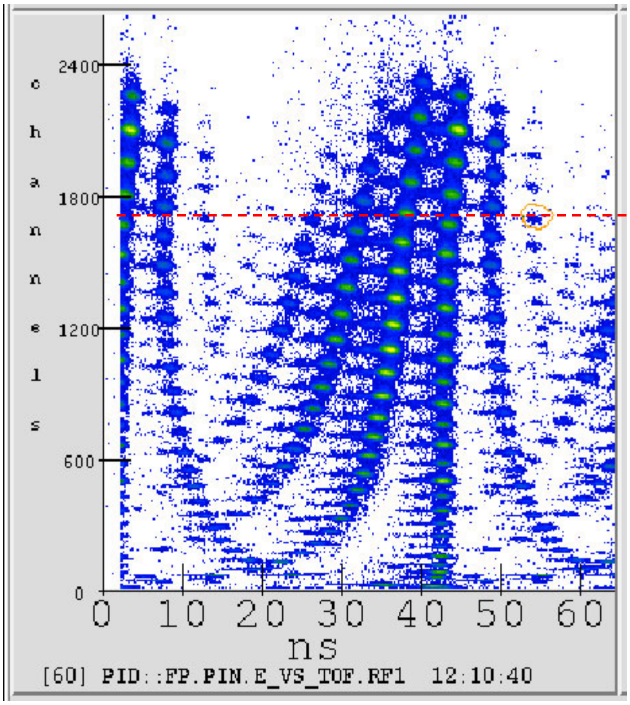
Separator A1900 ustawiony na ^{50}Fe,

- brak degradera,
- szczeliny przymknięte: $\Delta p/p \approx 0.5\%$

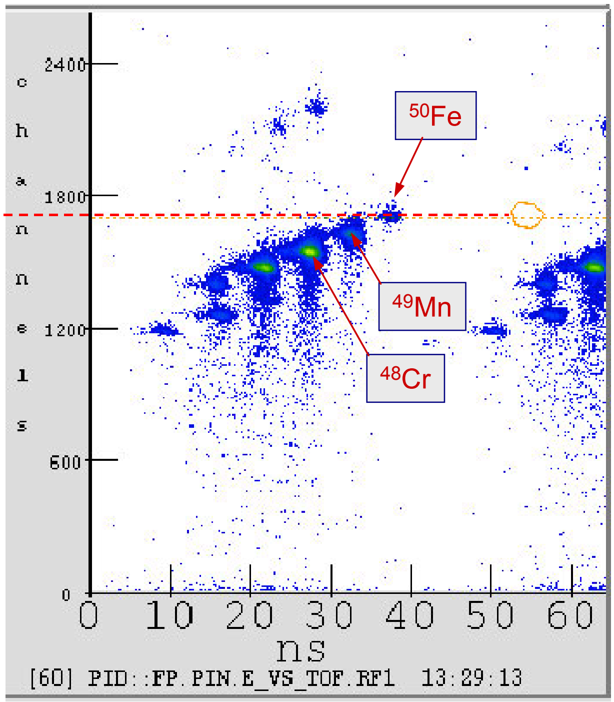
Do pomiaru TOF wykorzystywany jest co drugi impuls HF.



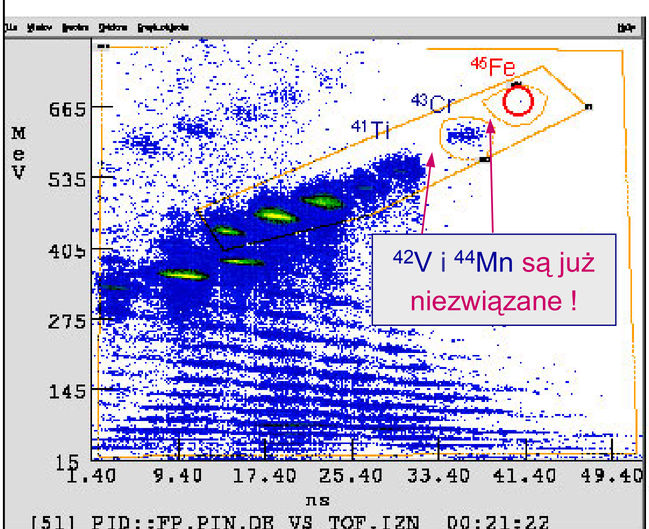
Bez degradera
tarcza Be 1175 mg/cm^2



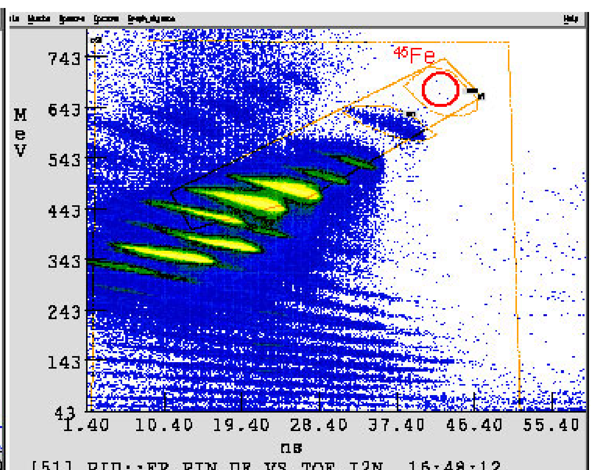
Degrader w ognisku środkowym
tarcza Be 705 mg/cm^2, degrader Al 450 mg/cm^2



Ustawienie na ^{45}Fe, degrader w ognisku środkowym,
„rzeczywisty" czas przelotu (scyntylator – Si)



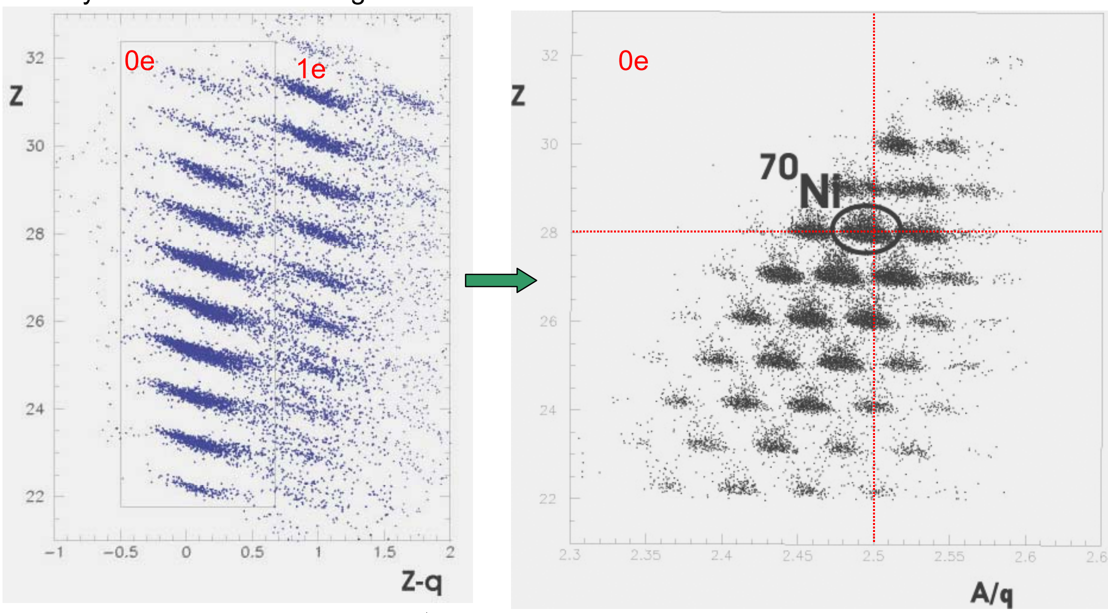
Wąskie szczeliny : Δp/p = 0.5%



Otwarte szczeliny : Δp/p = 4%

Fragmenty ^{76}Ge, GANIL (M. Sawicka, rozprawa doktorska)

Wybór stanu ładunkowego

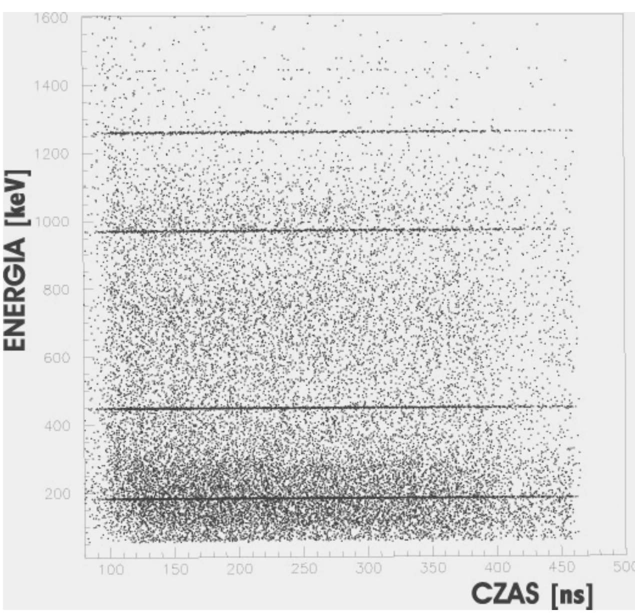


$$\Delta E \to Z \qquad \begin{array}{l} TKE \to A \\ B\rho \to A/Q \end{array} \qquad Q = \frac{A}{A/Q}$$

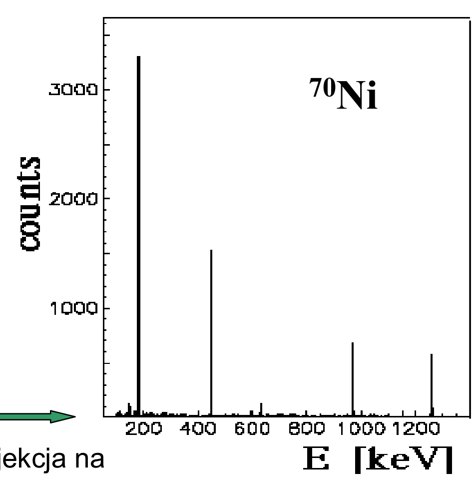
Identyfikacja poprzez izomery mikrosekundowe

Detektory promieniowania γ umieszczone są w pobliżu miejsca zatrzymywania jonów. Rejestrują one fotony tylko w czasie ~ 10 μs po zatrzymaniu jonu.

Przykład : widmo γ skorelowane z jonami ^{70}Ni



projekcja na oś energii



Fragmenty ^{208}Pb, GSI (M. Pfützner i in., PRC65 (2002) 064604)