

Rozdział 8

Przykłady eksperymentów



217

Omówimy przykłady, które ilustrują różnorodność badań prowadzonych na separatorach fragmentów, ale także szczególne i wyjątkowe możliwości tej techniki.

- Nowe (ostatnie?) nuklidy podwójnie magiczne,
– identyfikacja i rozpad ^{100}Sn .
- Rozszczepienie nuklidów radioaktywnych w odwrotnej kinematyce,
– specjalny układ w ognisku końcowym FRS.
- Obserwacja atomów pionowych w stanach głęboko związanych.
- Badanie halo jądrowego poprzez pomiar rozkładu pędu.
- Polaryzacja i uporządkowanie spinu w reakcji fragmentacji,
– pomiary czynników g .
- Spektroskopia izomerów mikrosekundowych.
- Badania promieniotwórczości $2p$.

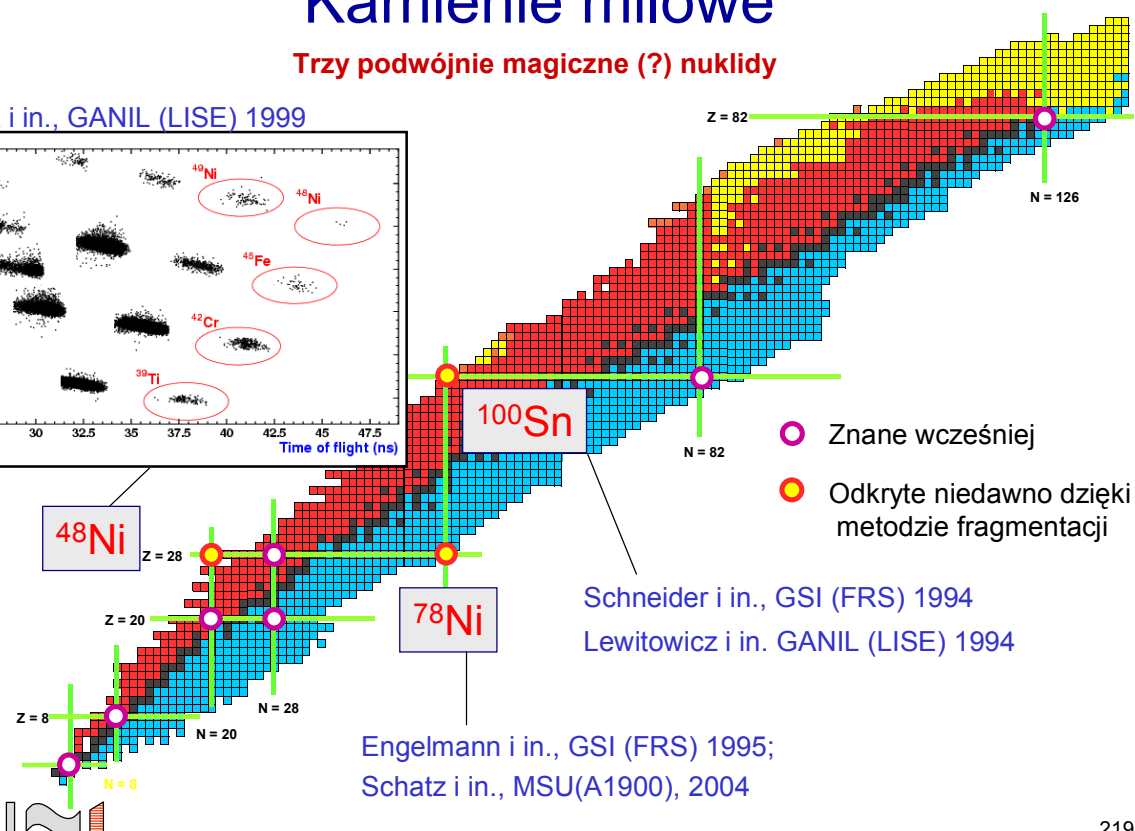
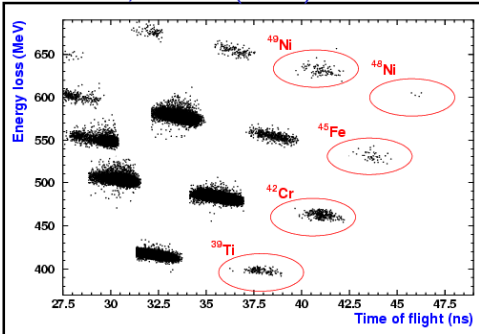


218

Kamienie milowe

Trzy podwójnie magiczne (?) nuklidy

Blank i in., GANIL (LISE) 1999

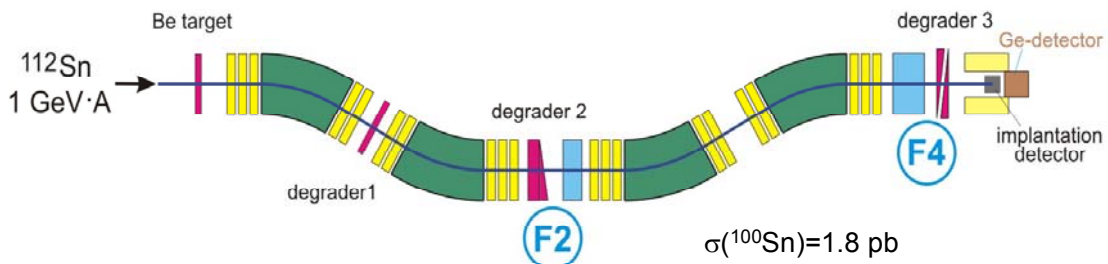


- Znane wcześniej
- Odkryte niedawno dzięki metodzie fragmentacji

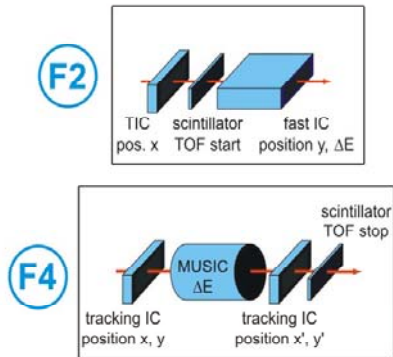
Schneider i in., GSI (FRS) 1994
Lewitowicz i in. GANIL (LISE) 1994

Engelmann i in., GSI (FRS) 1995;
Schatz i in., MSU(A1900), 2004

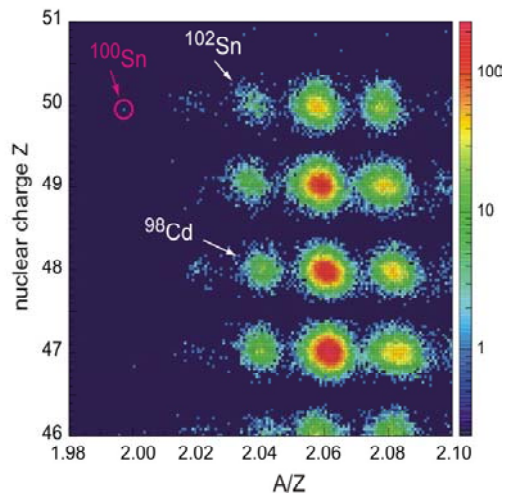
Identyfikacja ^{100}Sn w GSI



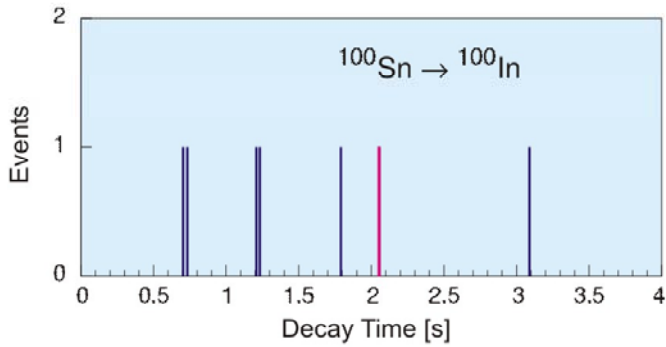
Detectors for Particle ID



$\sigma(^{100}\text{Sn}) = 1.8 \text{ pb}$



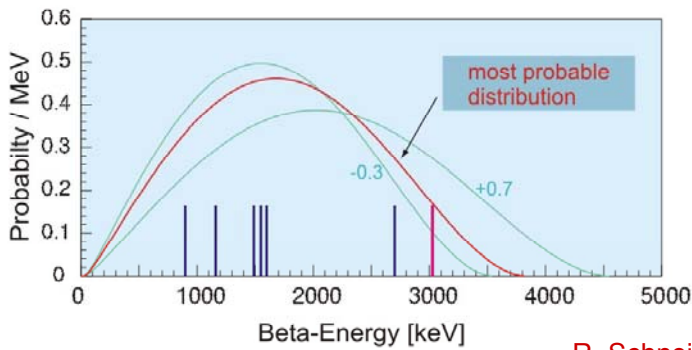
Rozpad beta ^{100}Sn



Results from 7 decays of ^{100}Sn
 (6 atoms experiment '94,
 1 atom experiment '98)

Half-life
 $T_{1/2} = 1.00^{+0.52}_{-0.26}$ s

Beta-Endpoint-Energy
 $E_{\beta_0} = 3.8^{+0.7}_{-0.3}$ MeV



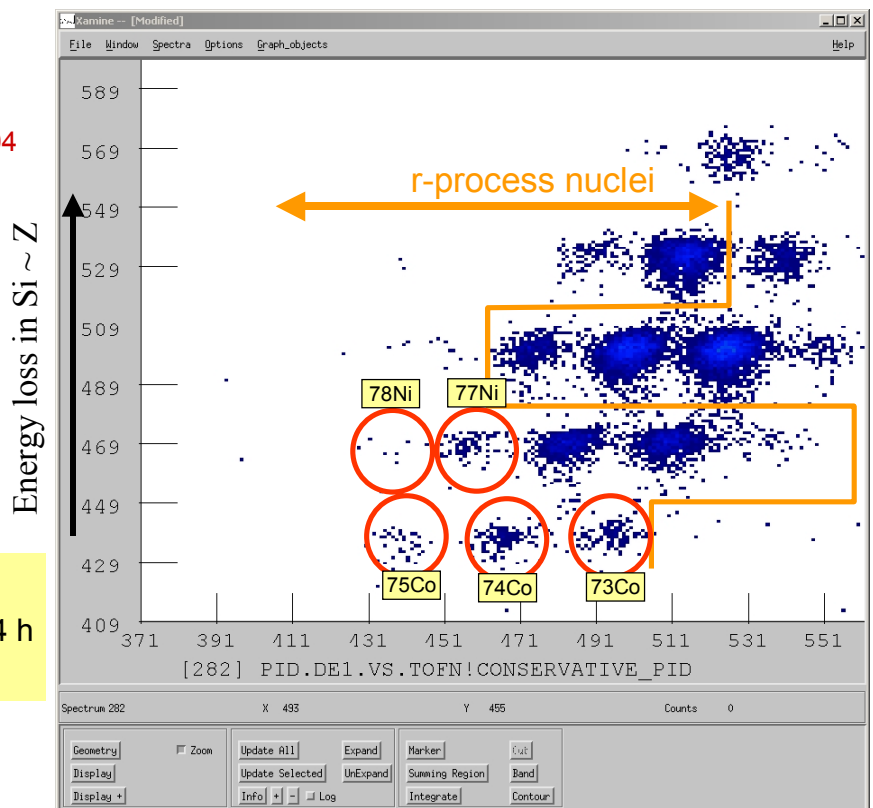
R. Schneider i in., Z. Phys. A348 (1994) 241



Identyfikacja ^{78}Ni w MSU

H. Schatz, ENAM'04

Total ^{78}Ni yield:
 11 events in 104 h
 $\rightarrow T_{1/2} \approx 0.1$ s

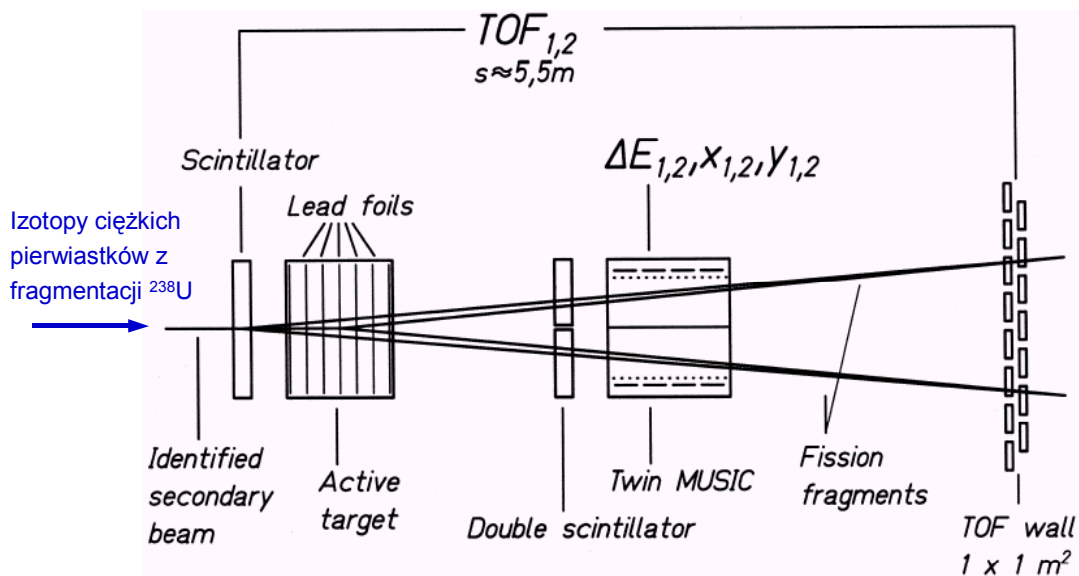


Time of flight $\sim m/q$



Rozszczepienie jąder radioaktywnych

Układ detekcyjny w ognisku końcowym FRS



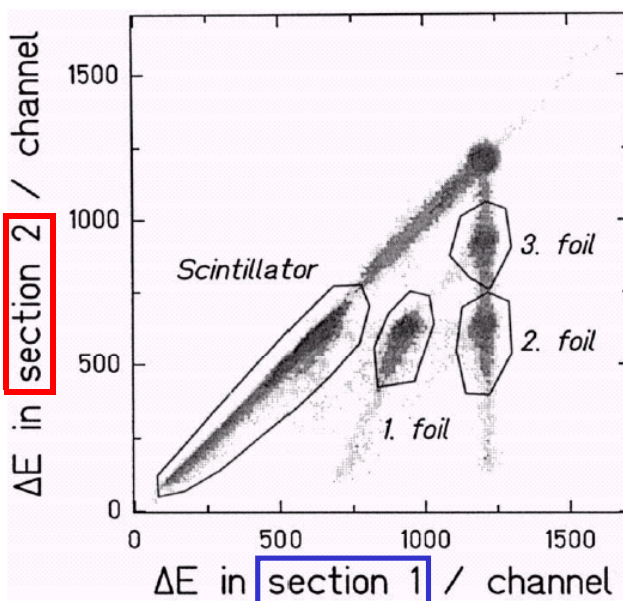
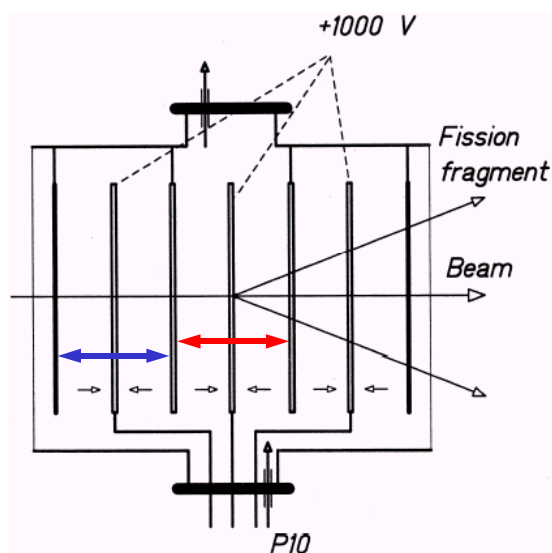
K.-H. Schmidt i in., Nucl. Phys. A665 (2000) 221



223

Aktywna tarcza : $5 \times 0.6 \text{ g/cm}^2$ Pb
w komorze jonizacyjnej

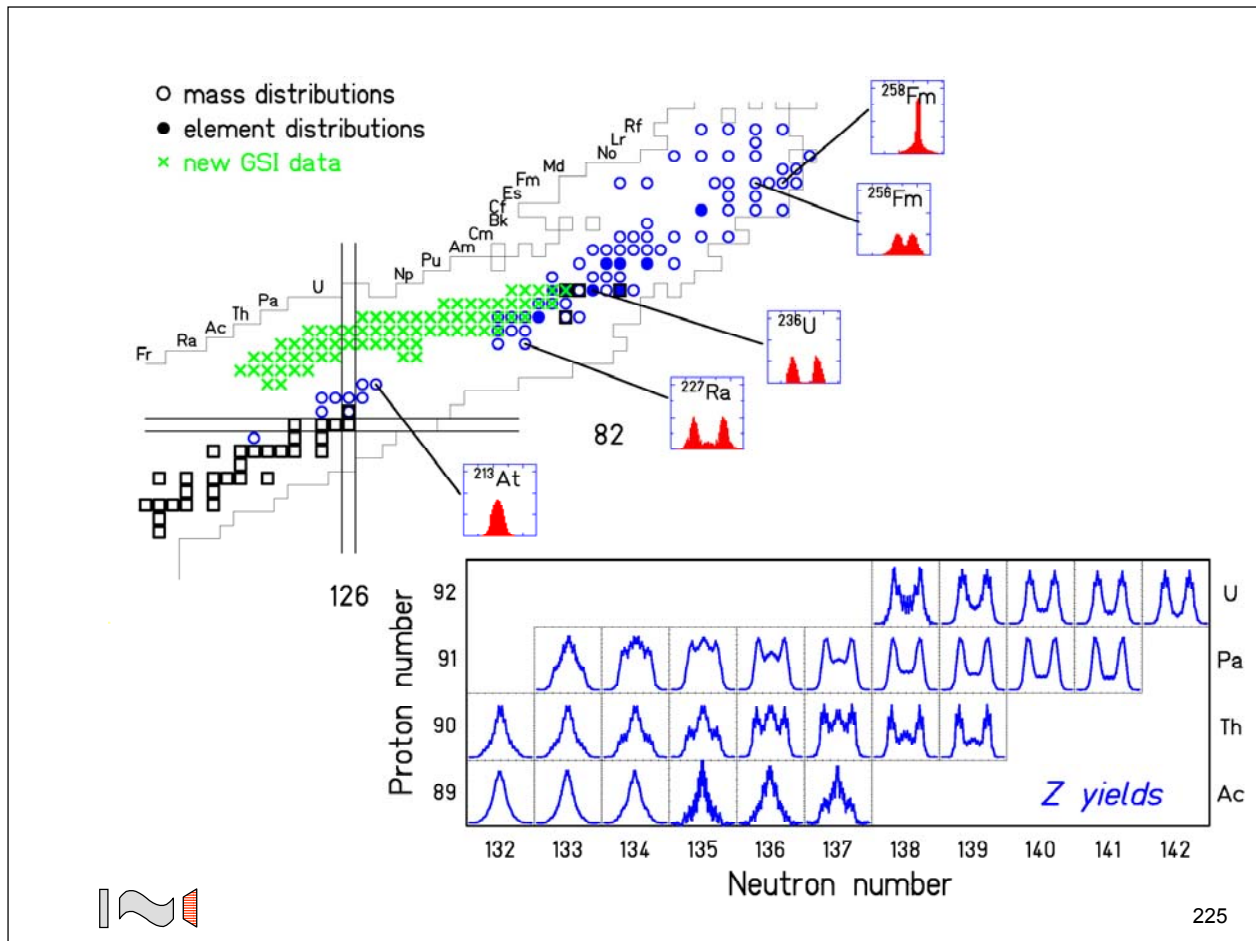
Lokalizacja rozszczepienia



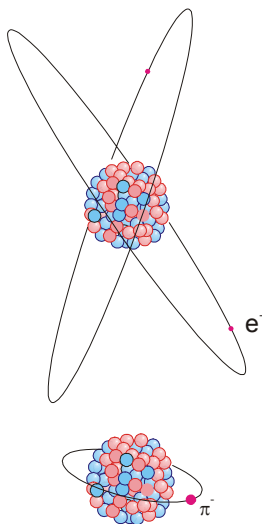
$$2 \Delta E(Z/2) \cong 2\alpha \left(\frac{Z}{2} \right)^2 = \frac{1}{2} \alpha Z^2 \cong \frac{1}{2} \Delta E(Z)$$



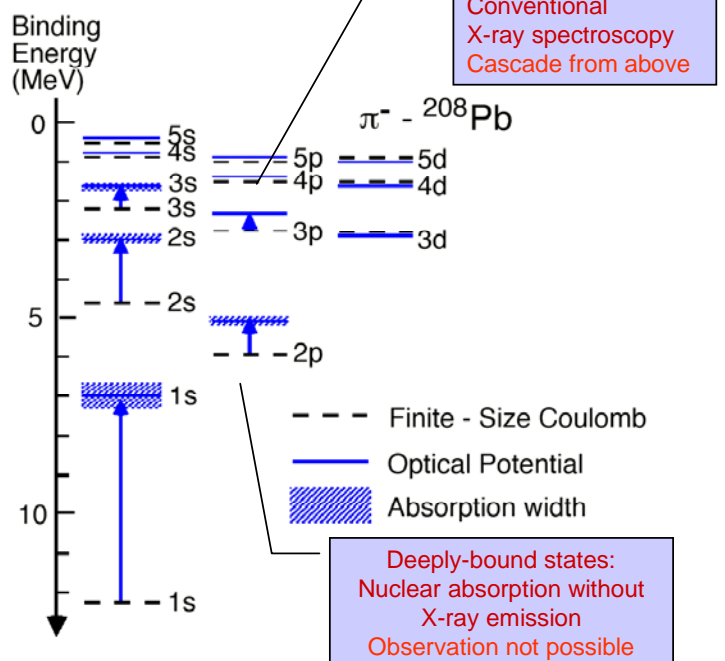
224

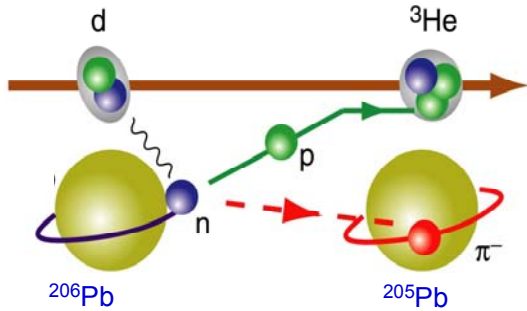
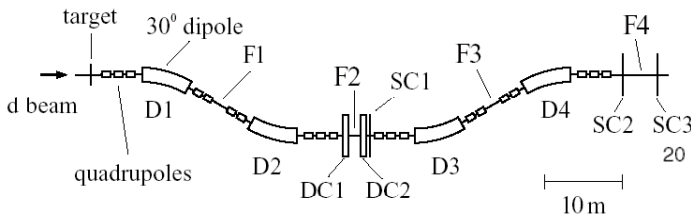


Głęboko związane stany pionowe

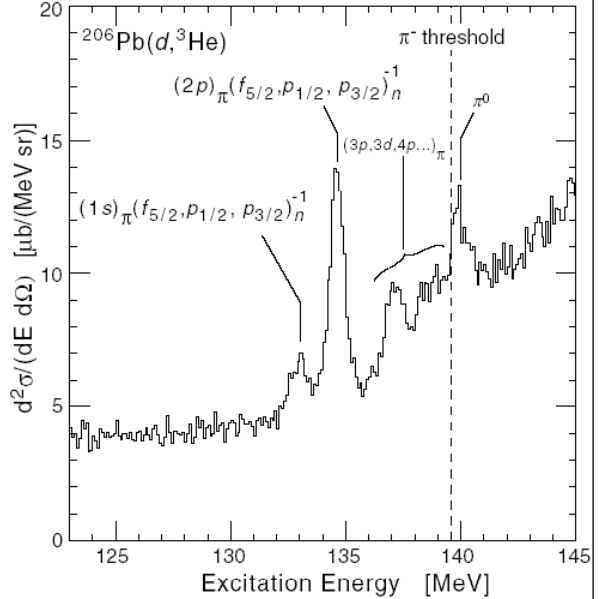


$$r_n \propto \frac{\hbar^2 n^2}{m e^2 Z}$$

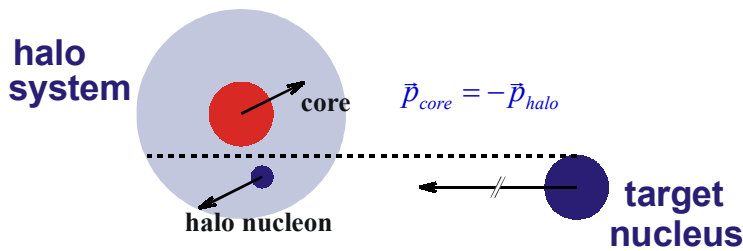




Dyspersja w F2 pozwala zmierzyć energię ${}^3\text{He}$



Rozkłady pędu a halo jądrowe

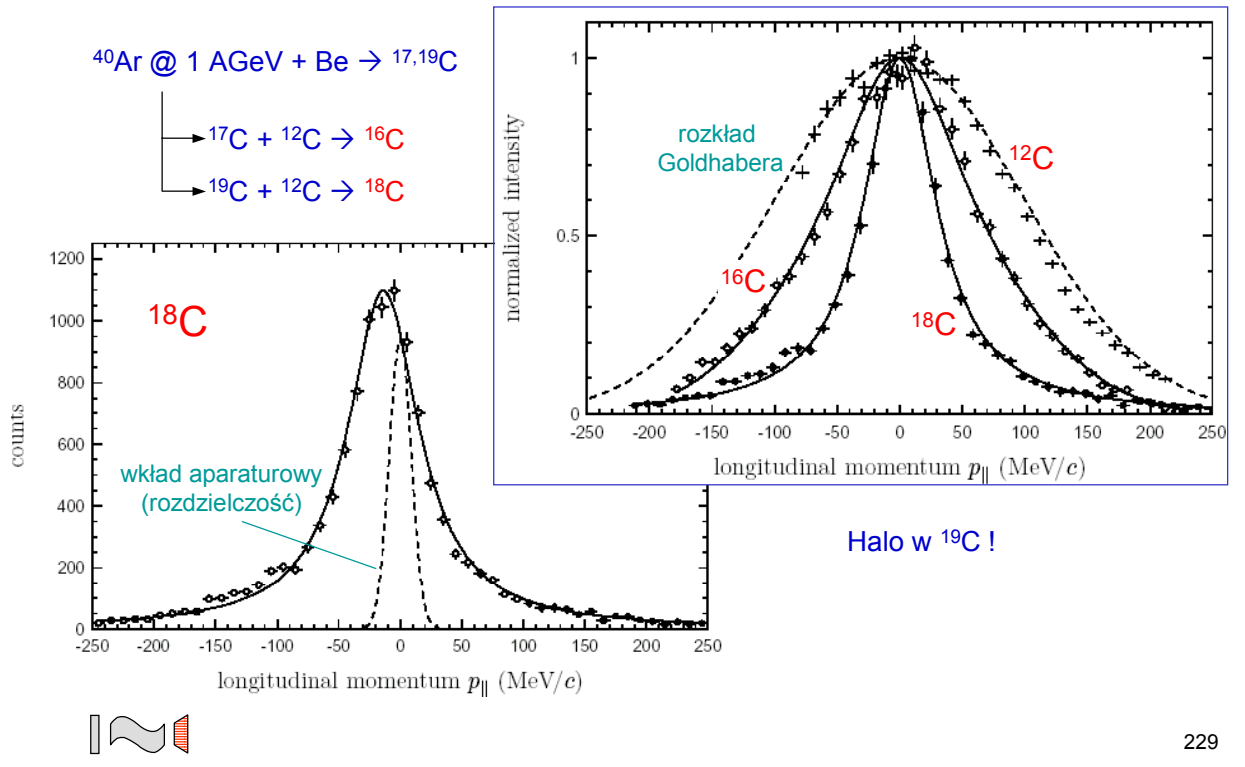


1. Badany nuklid (podejrzany o halo) jest wytwarzany w pierwszej części separatora.
2. Reakcja zderzenia nukleonu zachodzi w drugiej tarczy w ognisku środkowym.
3. W drugiej części separatora identyfikuje się powstały rdzeń i mierzy jego pęd.
4. Zmierzony pęd transformuje się (t. Lorentza) do układu badanego nuklidu.
5. Rozkład pędu oderwanego nukleonu jest równy rozkładowi pędu rdzenia.

Gdy rozkład pędu walencyjnego nukleonu jest wąski, to jego funkcja falowa musi rozciągać się na dużym obszarze przestrzennym \rightarrow zasada nieoznaczoności H.

Thomas Baumann, praca doktorska, Giessen, 1999

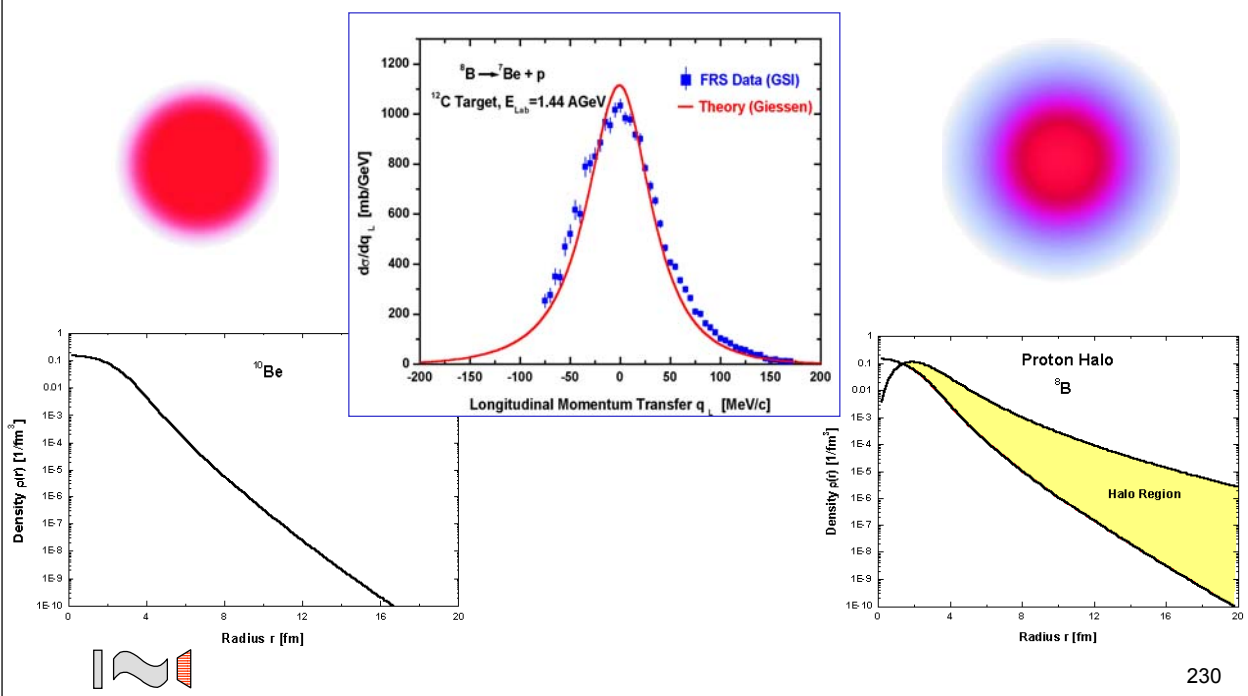
► www.nsl.msu.edu/~baumann/research.html



Odkrycie halo protonowego w ^8B

Experyment FRS/GSI — W. Schwab i in., Z. Phys. A350 (1995) 283

Teoria: Uniw. Giessen — H. Lenske, Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001)



Halo dwuprotonowe w ^{17}Ne

RIPS at RIKEN

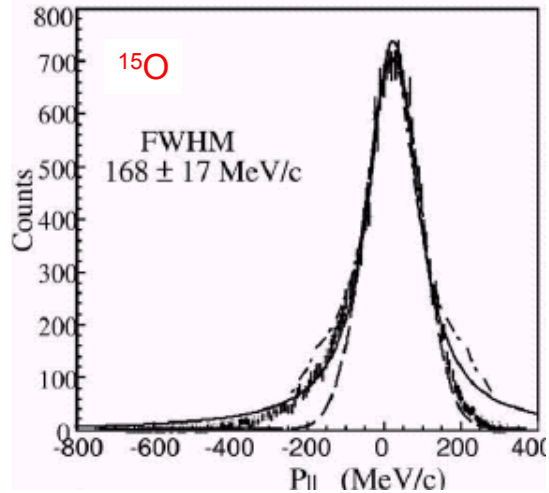
^{20}Ne @ 135 AMeV + Be \rightarrow ^{17}Ne

\rightarrow $^{17}\text{Ne} + \text{Be} \rightarrow ^{15}\text{O}$

Spodziewana szerokość rozkładu pędu podłużnego wg systematyki Morriseya lub Goldhabera (patrz str. 78, 79) :

$$\sigma_{\parallel} = 87\sqrt{\Delta A} \text{ MeV}/c = 123 \text{ MeV}/c,$$

$$\rightarrow \text{FWHM} = 290 \text{ MeV}/c,$$



R. Kanungo i in., Phys. Lett. B571 (2003) 21

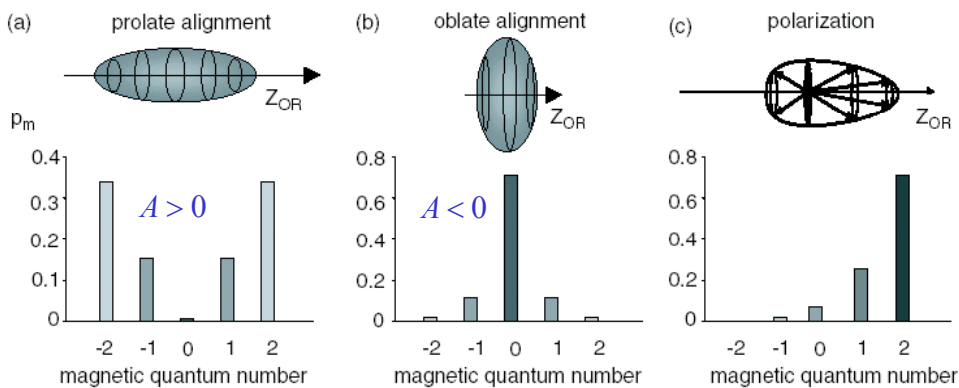


231

Kierunek spinu produktów fragmentacji

Spin produktów fragmentacji (jeśli różny od 0) może wykazywać przestrzenne uporządkowanie.

W przypadku symetrii osiowej możliwe są następujące możliwości:



Uporządkowanie (alignment)

$$P(m) = P(-m)$$

Polaryzacja

$$P(m) \neq P(-m)$$



G. Neyens, Rep. Prog. Phys. 60 (2003) 633

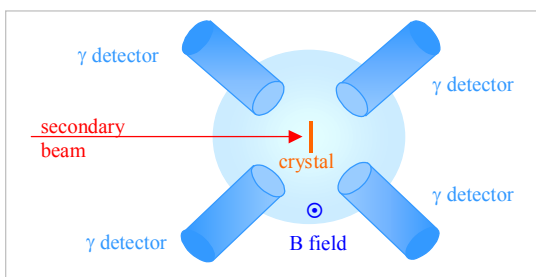
232

Pomiar czynnika g metodą TDPAD

$$\mu = g I \mu_N$$

(Time Dependent Perturbed Angular Distribution)

1. W reakcji fragmentacji powstają nuklidy w stanie izomerycznym o czasie życia dłuższym niż czas przelotu przez separator.
2. Wskutek reakcji spiny tych stanów są uporządkowane.
3. Nuklidy te są zatrzymywane w kryształach tak dobranych, żeby uporządkowanie nie zostało zaburzone. Kryształ znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym.
4. W polu B spiny doznają precesji Larmora \rightarrow rozkład kątowy promieniowania γ emitowanego przy deekscytacji izomeru zależy od czasu.



częstość Larmora

$$\omega_L = \frac{g \mu_N B}{\hbar}$$

układ pomiarowy w ognisku końcowym separatora

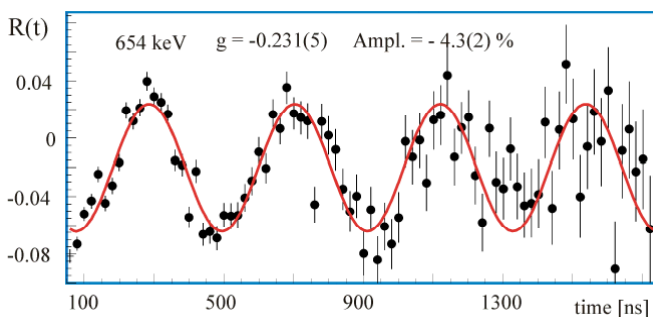


Przykład z GANIL $^{64}\text{Ni} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{61m}\text{Fe}$ (Matea i in., w druku?)

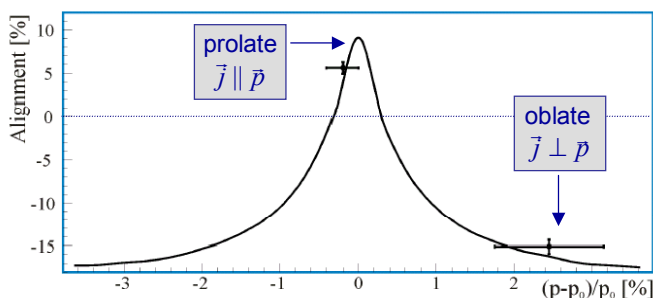
Dla par detektorów ustawionych pod kątem $\pi/2$ względem siebie tworzy się funkcję korelacji :

$$R(t) = \frac{I(t, \theta) - I(t, \theta + \pi/2)}{I(t, \theta) + I(t, \theta + \pi/2)} \propto \cos(2(\theta - \alpha - \omega_L t))$$

Z wykresu $R(t)$ wyznacza się uporządkowanie i częstość $\omega_L \rightarrow$ czynnik g

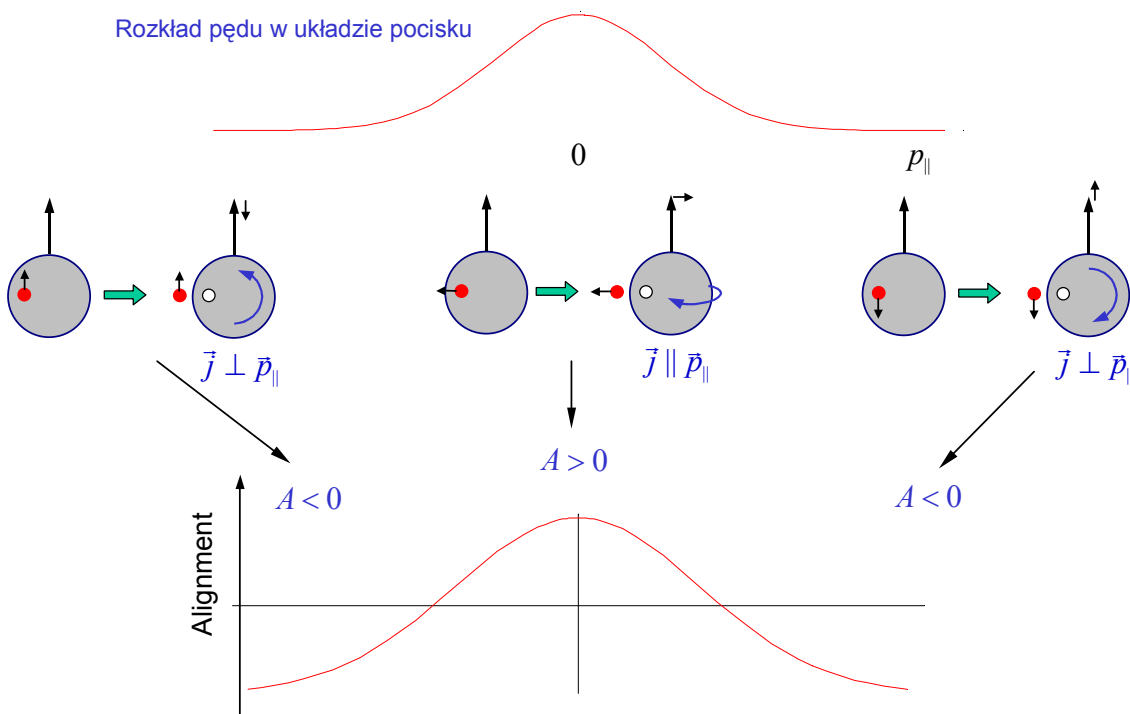


Zależność uporządkowania od pędu fragmentu (w układzie pocisku)



Prosty model kinematyczny uporządkowania

Rozkład pędu w układzie pocisku

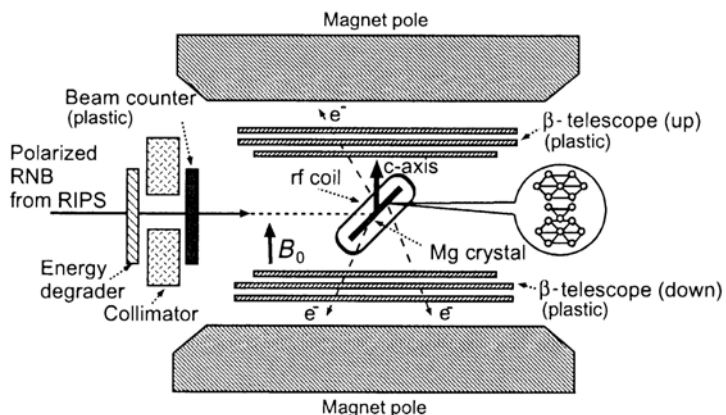


235

Polaryzacja produktów fragmentacji

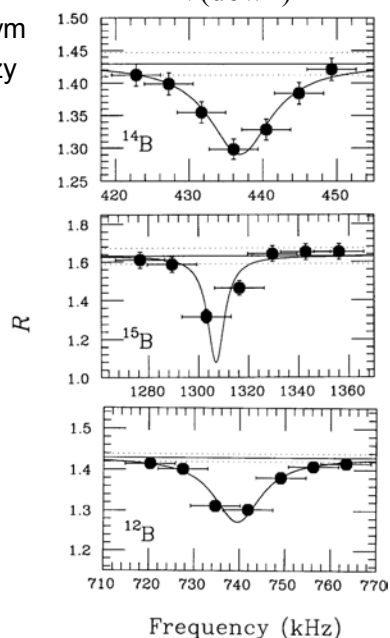
Metoda β -NMR – wykorzystuje asymetrię emisji e^- z rozpadu β względem kierunku spinu jądra.

Wybrany produkt fragmentacji zatrzymywany jest w odpowiednim kryształ (zachowującym polaryzację) umieszczonym w jednorodnym polu B. Dodatkowe zmienne pole B_{RF} niszczy asymetrię zliczeń β góra/dół jeśli jego częstość jest równa częstości Larmora.



Ogawa i in., Phys. Rev. C 67 (2003) 064308

$$R = \frac{N(\text{up})}{N(\text{down})}$$



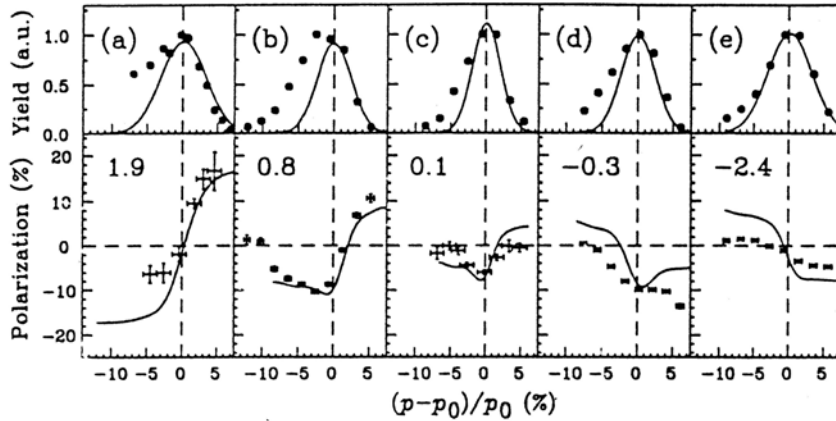
Okuno i in., Phys. Lett. B 354 (1995) 41

236

Pomiary polaryzacji fragmentów w zależności od ich pędu (RIPS/RIKEN)

Okuno i in., Phys. Lett. B 335 (1994) 29

- a) 39 AMeV $^{14}\text{N} + \text{Au} \rightarrow ^{12}\text{B}$, $\theta = 5^\circ$ e) 68 AMeV $^{15}\text{N} + \text{Al} \rightarrow ^{12}\text{B}$, $\theta = 1^\circ$
 b) 68 AMeV $^{15}\text{N} + \text{Au} \rightarrow ^{13}\text{B}$, $\theta = 5^\circ$ d) 67 AMeV $^{15}\text{N} + \text{Nb} \rightarrow ^{13}\text{B}$, $\theta = 2.5^\circ$
 c) 110 AMeV $^{15}\text{N} + \text{Au} \rightarrow ^{13}\text{B}$, $\theta = 2^\circ$

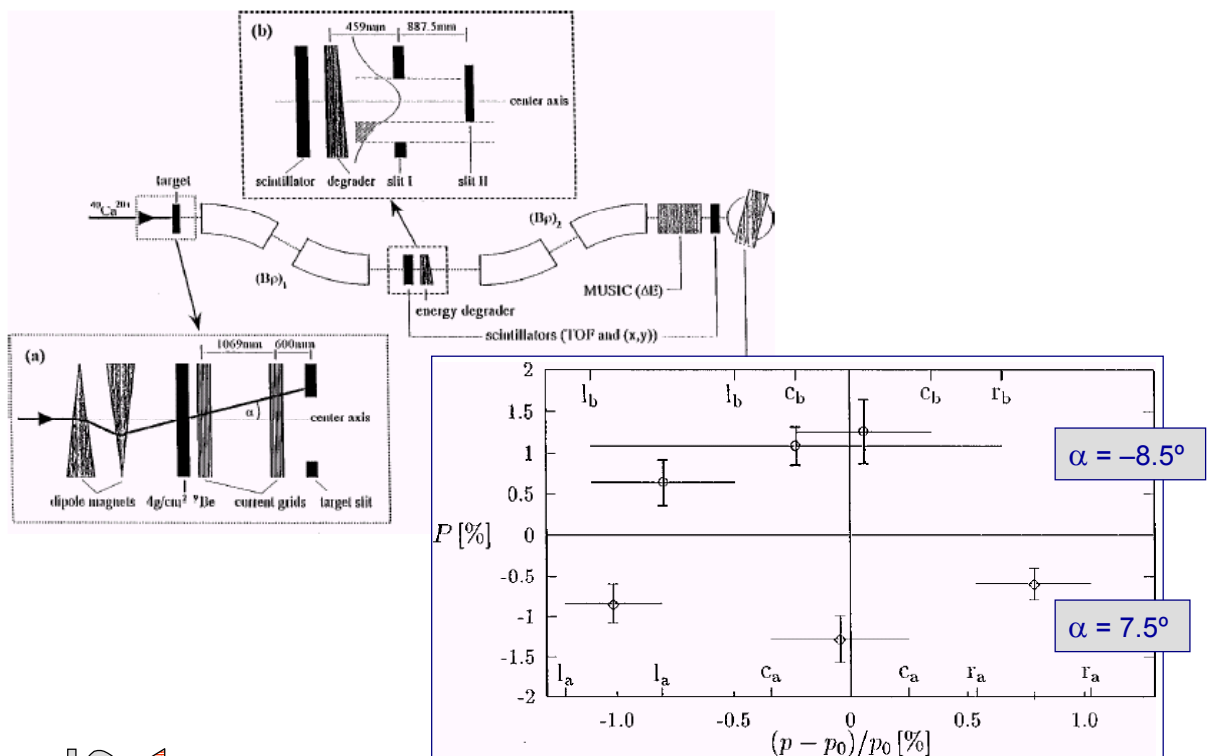


Polaryzacja zależy od energii, tarczy, kąta – różny mechanizm reakcji!



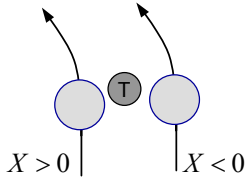
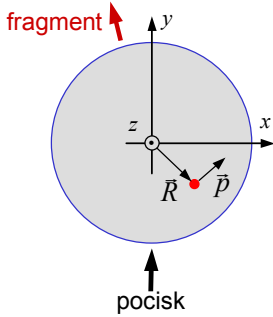
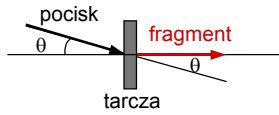
237

Przykład z FRS/GSI 500 AMeV $^{40}\text{Ca} + \text{Be} \rightarrow ^{37}\text{K}$ (Schäfer i in., Phys. Rev. C 57 (1997) 2205)



238

Prosty model kinematyczny polaryzacji



Założmy, że w wyniku reakcji usuwamy z pocisku nukleon o współrzędnych $\vec{R} = (X, Y, Z)$ i pędzie $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$

Fragment uzyskuje wtedy moment pędu $\vec{J} = -\vec{R} \times \vec{p}$

Jego z-owa składowa wynosi $J_z = -X p_y + Y p_x$

Przy kącie rozproszenia jak na rysunku $p_x > 0$

A) jeśli $\langle X \rangle = 0$, to niezależnie od p_y $\langle J_z \rangle \propto \langle Y \rangle$

→ obserwowana ujemna polaryzacja niezależna od pędu (np. przy dużych energiach) oznacza preferencyjne usuwanie nukleonów z tylnej półkuli!

B) jeśli $\langle Y \rangle = 0$, to $\langle J_z \rangle \propto p_y$

→ zmiana polaryzacji wraz z p_y , np. ujemna dla małych $p_{||}$, dodatnia dla dużych $p_{||}$ i przejście przez 0 dla $p_{||} = 0$ oznacza $\langle X \rangle > 0$, czyli bliską trajektorię (przejście na lewo od tarczy przy rozproszeniu w lewo)

