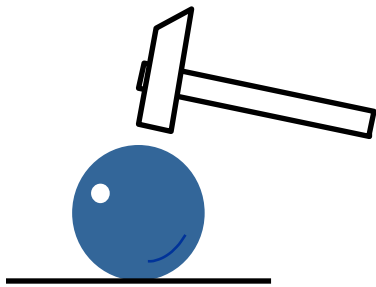


# Kolektywne wzbudzenia dipolowe w egzotycznych jądrach z obszaru masowego $^{132}\text{Sn}$ , skórki neutronowe i energia symetrii

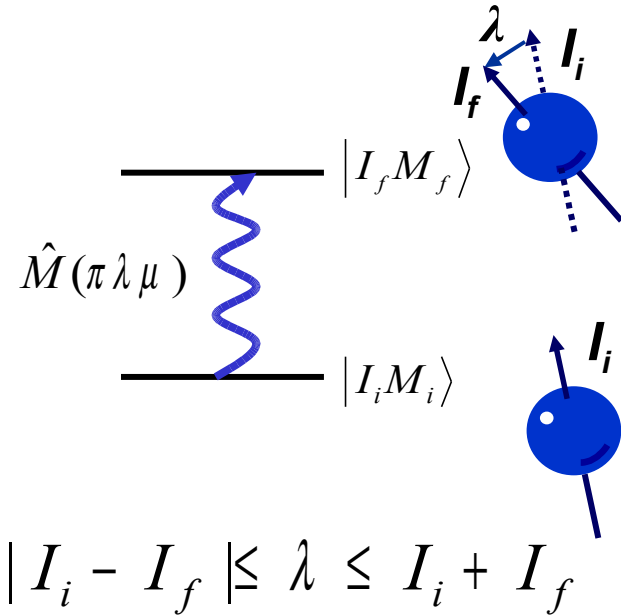
- Wprowadzenie i motywacja
  - funkcja nasilenia dipolowego i wzbudzenia kolektywne
  - gigantyczny rezonans dipolowy
  - nowy typ wzbudzenia kolektywnego w jądrach egzotycznych
  - równanie stanu materii jądrowej i energia symetrii
  - skórka neutronowa
- Eksperyment
  - produkcja wiązek radioaktywnych
  - relatywistyczne wzbudzenie kulombowskie
  - układ pomiarowy LAND
- Wyniki
  - rozkłady funkcji nasilenia E1 w  $^{129-132}\text{Sn}$  i  $^{133,134}\text{Sb}$
  - ograniczenia na energię symetrii
  - grubość skórki neutronowej w  $^{130,132}\text{Sn}$

podejście doświadczalne:  
zastosować słabe zaburzenie zewnętrzne  
i sprawdzić odpowiedź układu



rodzaje wzbudzeń:

- jednocząstkowe
- kolektywne



zredukowane prawdopodobieństwo przejścia

- uśrednione po stanach początkowych
- niezależne od orientacji spinu

funkcja nasilenia:

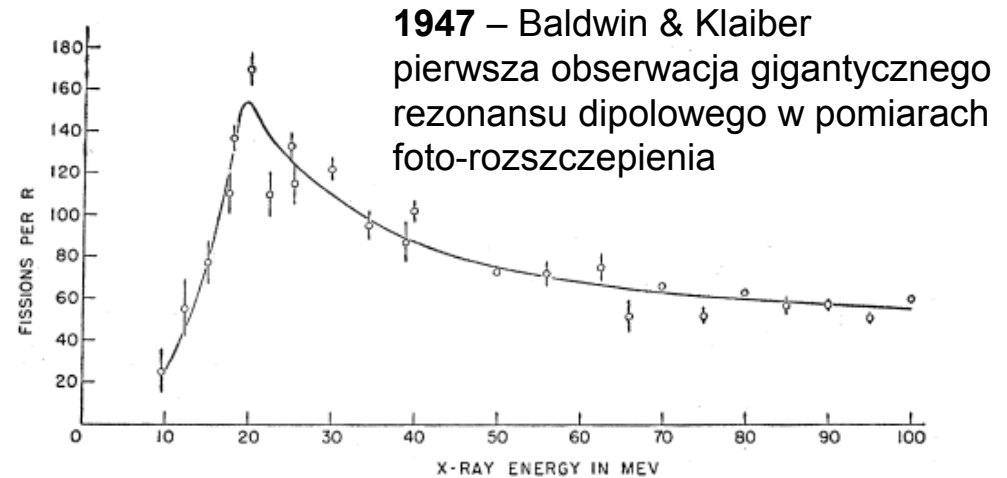
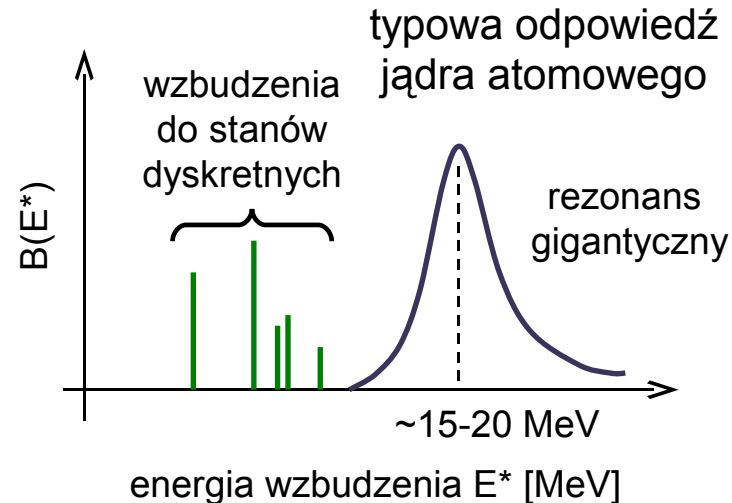
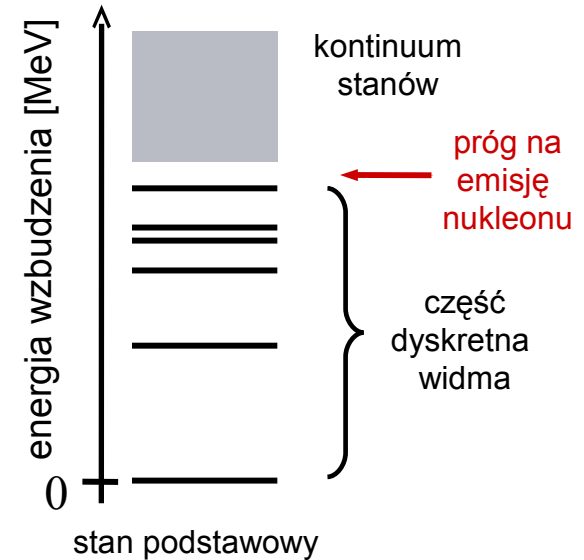
- definiowana dla określonej multipolowości w odniesieniu do stanu podstawowego
- odzwierciedla strukturę jądra atomowego

$$B(\pi \lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{\mu M_f} |\langle I_f M_f | \hat{M}(\pi \lambda \mu) | I_i M_i \rangle|^2$$

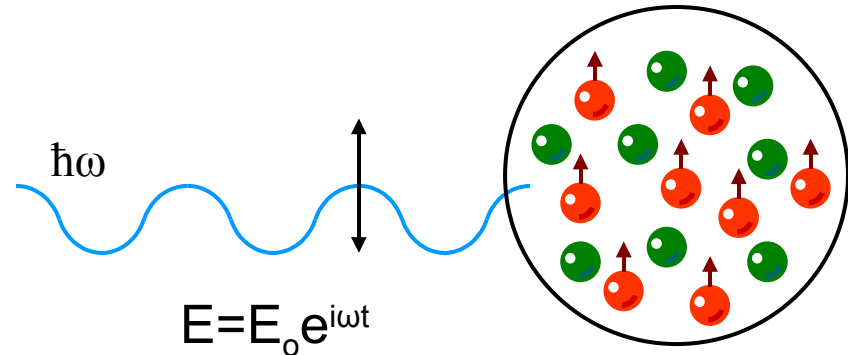
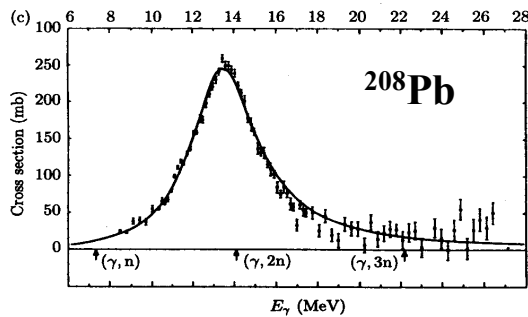
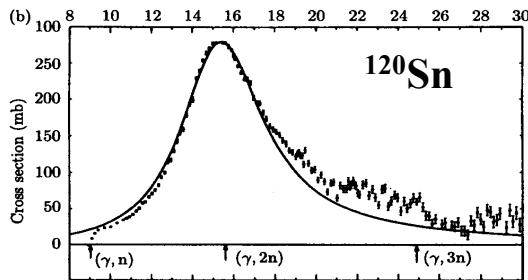
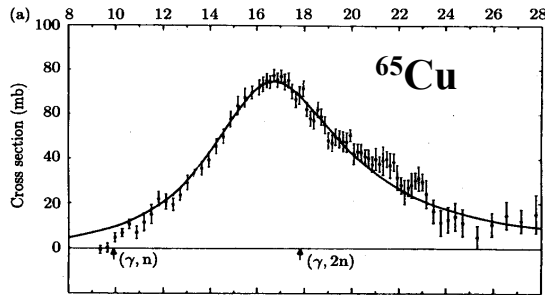
# Doświadczalne wyznaczanie funkcji nasilenia

eksperymenty z **foto-absorpcją**  
ostrzeliwanie jądra atomowego fotonami o coraz wyższej energii

- poniżej progu na emisję nukleonu pochłanianie dla energii odpowiadających dyskretnym stanom wzbudzonym
- powyżej szeroka struktura rezonansowa



# Gigantyczny rezonans dipolowy – podstawowe własności



- stan kolektywny powyżej progu na emisję cząstek obserwowany w prawie wszystkich jądrach atomowych
- harmoniczna oscylacja neutronów względem protonów o małej amplitudzie (kilka % promienia jądra) i wysokiej częstotliwości ( $\omega \sim 10^{22}$  Hz)
- ruch silnie tłumiony – jedynie kilka oscylacji
- przekrój czynny i energia rezonansowa są monotonicznymi funkcjami liczby masowej  $A$
- przekrój czynny wyczerpuje około 100% reguły sum
- rozpad głównie poprzez emisję neutronów

$$E_o = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ [MeV]}$$

$$\int \sigma_\gamma(E) dE \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ [mb MeV]}$$

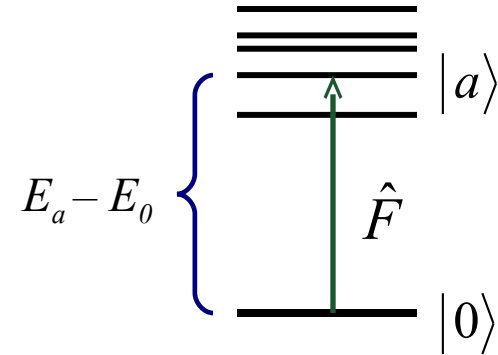
$$\sigma_\gamma(E) = \frac{\sigma_o}{1 + \left( \frac{E^2 - E_o^2}{\Gamma E} \right)^2}$$

# Reguły sum i ich związek z gigantycznymi rezonansami

energetycznie ważona reguła sum ( $m>0$ )

$$S_m(\hat{F}) = \sum_n (E_n - E_0)^m |\langle n | \hat{F} | 0 \rangle|^2$$

suma przebiega po wszystkich stanach, które mogą być osiągnięte za pomocą operatora przejścia  $F$



$$S_1(\hat{F}) = \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{F}, [\hat{F}, \hat{H}] | 0 \rangle$$

gdy operator przejścia  $F$  i hamiltonian  $H$  nie zależą od pędu dla przejść dipolowych otrzymuje się:

$$S_1 = \sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{9\hbar^2}{8\pi m_0} \frac{NZ}{A} \text{ [e}^2 \text{ fm}^2 \text{ MeV]}$$

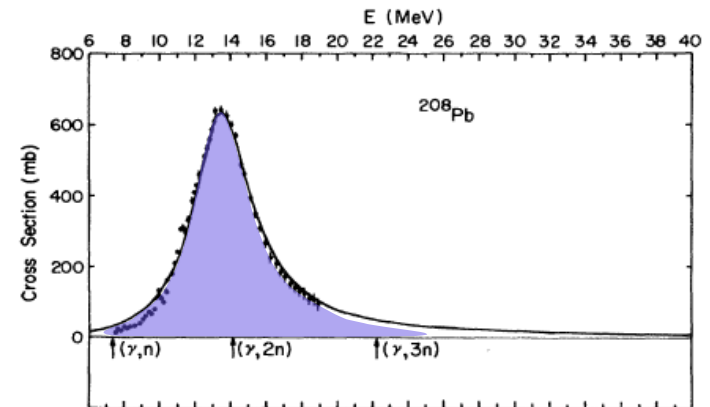
$$\int \sigma_\gamma(E) dE \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ [mb MeV]}$$



reguła sum "Thomas-Reiche-Kuhn" TRK

reguły sum:

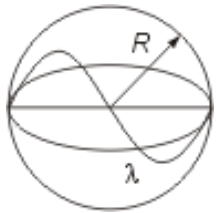
- wielkości niezależne od modelu
- odzwierciedlają globalne własności układu w stanie podstawowym i wiążą je z parametrami gigantycznego rezonansu
- są uznawane za miarę "kolektywności" wzbudzenia



# Gigantyczny rezonans dipolowy – modele makroskopowe

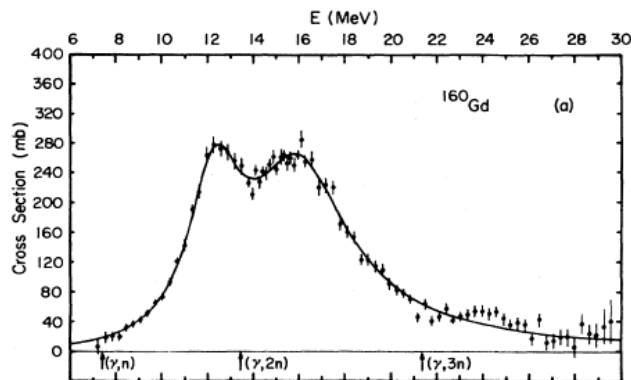
własności GDR bardzo dobrze opisują proste hydrodynamiczne modele makroskopowe

rezonans gigantyczny jako fala stojąca we wnętrzu jądra



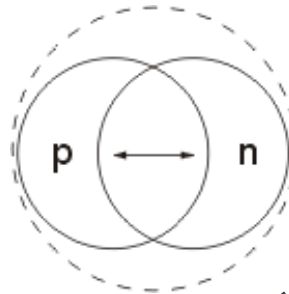
$$\hbar\omega \sim A^{-1/3}$$

$$\omega \sim 1/\lambda \sim 1/R$$



model **Steinwedela-Jensena**

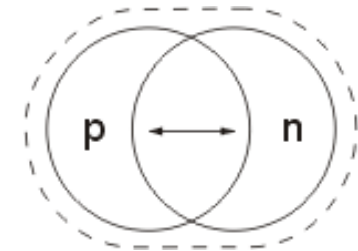
- oscylacje gęstości cieczy nukleonów
- nieruchoma, usztywniona powierzchnia jądra



$$\hbar\omega \sim A^{-1/3}$$

model **Goldhabera-Tellera**

- oscylacje kształtu
- nieściśliwe, przenikające się cieczy nukleonów



$$\hbar\omega \sim A^{-1/6}$$

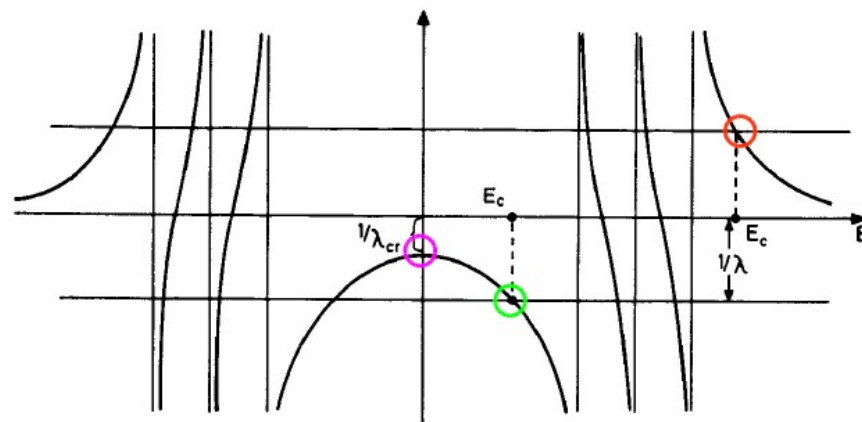
$$E_o = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ [MeV]}$$

gigantyczny rezonans dipolowy jest złożeniem oscylacji kształtu i gęstości

# Gigantyczny rezonans dipolowy – modele mikroskopowe

- struktura poziomów jednocząstkowych uzyskiwana ze średniego pola
- wzbudzenia stanu podstawowego są opisywane jako wzbudzenia typu cząstka-dziura z nukleonem przeniesionym ponad poziom Fermiego
- zachowania kolektywne są uzyskiwane dzięki wprowadzeniu oddziaływania resztkowego, które nie jest uwzględnione w średnim polu
- oddziaływanie resztkowe jest odpowiedzialne za mieszanie wielu stanów  $1p-1h$ , które tworzą silnie skorelowany stan kolektywny
- rezonans gigantyczny jest spójną superpozycją wielu wzbudzeń typu cząstka-dziura

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{ph} \frac{|D_{ph}|^2}{E - \epsilon_{ph}} - \frac{|D_{ph}|^2}{E + \epsilon_{ph}}$$



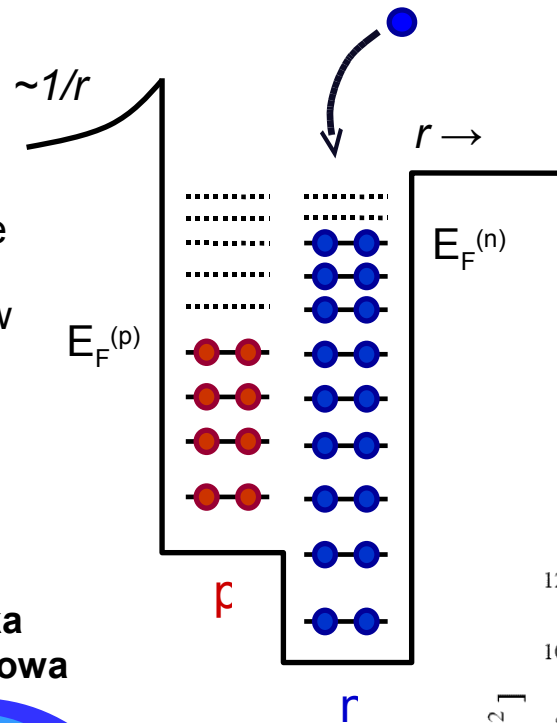
przybliżenie fazy chaotycznej  
(Random Phase Approximation)

$$|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger |0\rangle = \sum_{ph} (X_{ph} a_p^\dagger a_h - Y_{ph} a_h^\dagger a_p) |0\rangle$$

# Funkcja nasilenia dipolowego w jądrach atomowych z dużym nadmiarem neutronów

neutro-nadmiarowe jądra atomowe wykazują unikalne cechy strukturalne:

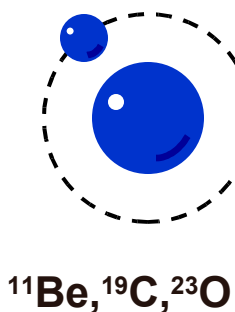
- niewielka energia wiązania zewnętrznych neutronów
- zmiany w średnim potencjale jądrowym
- zmieniona sekwencja stanów jednocząstkowych
- istnienie obszarów o niskich gęstościach neutronów
  - struktury "halo"
  - "skórki neutronowe"



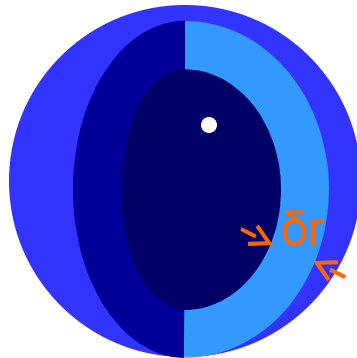
główne cechy funkcji nasilenia E1 w jądrach neutro-nadmiarowych:

- silna fragmentacja rezonansu gigantycznego
- pojawienie się nisko-leżących składowych
- nowy typ wzbudzenia kolektywnego – "pigmejski" rezonans dipolowy (PDR)

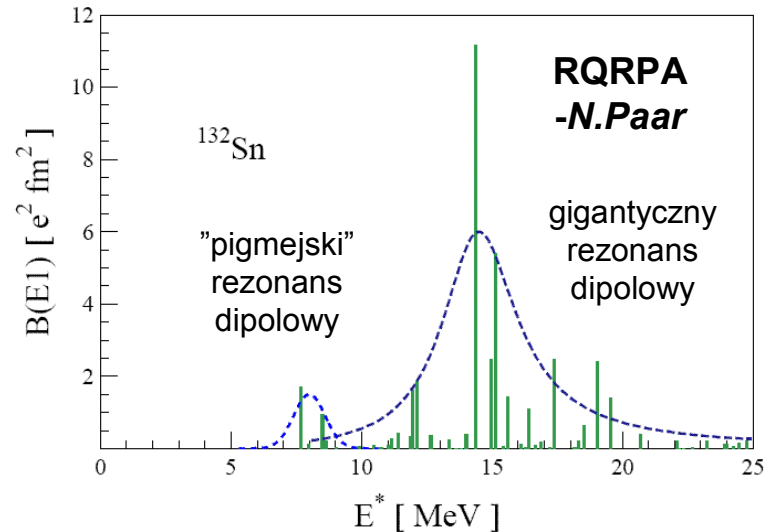
"halo" neutronowe



skórka neutronowa

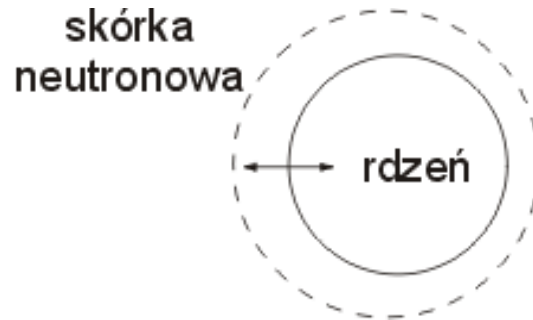


$^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$





# Rezonans pigmejski – aktualny stan wiedzy



- może być wzbudzony jedynie w jądrach obdarzonych skórką neutronową
- makroskopowo jest interpretowany jako oscylacja skórki neutronowej względem rdzenia
- mikroskopowo jest opisywany jako spójna

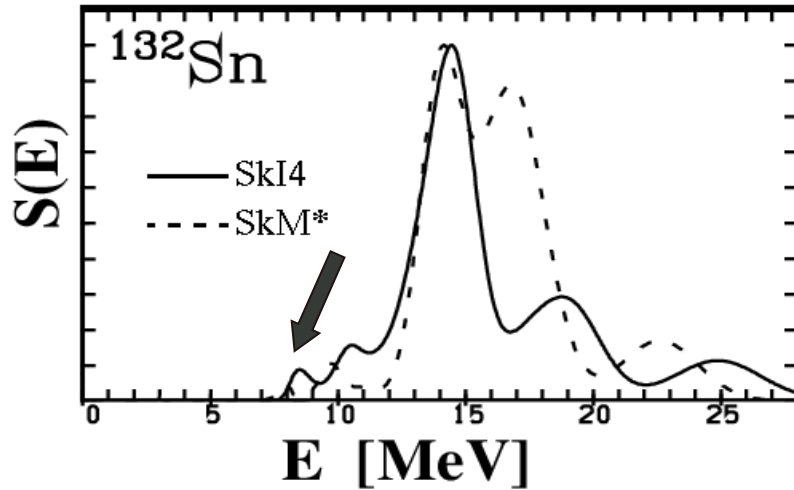
superpozycja wielu wzbudzeń  $1p-1h$

- umiejscowiony w okolicy progu na emisję neutronu
- wyczerpuje co najwyżej kilka procent reguły sum

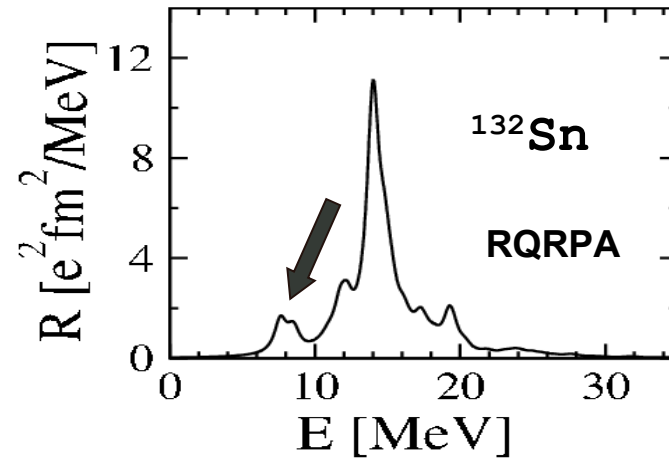
pomiary nisko leżących składowych funkcji nasilenia dipolowego objęły:

- stabilne izotopy  $^{44,48}\text{Ca}$
- stabilne izotopy  $^{116,124}\text{Sn}$
- jądro  $^{208}\text{Pb}$
- stabilne izotony ( $N=82$ )  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{144}\text{Sm}$
- nietrwałe izotopy  $^{17-22}\text{O}$

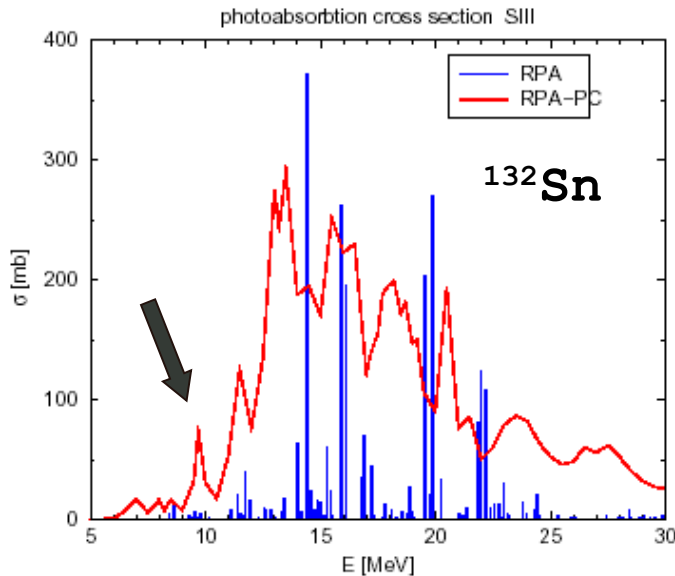
# Pigmejski rezonans dipolowy w podwójnie magicznym jądrze $^{132}\text{Sn}$ – przewidywania na gruncie różnych modeli teoretycznych



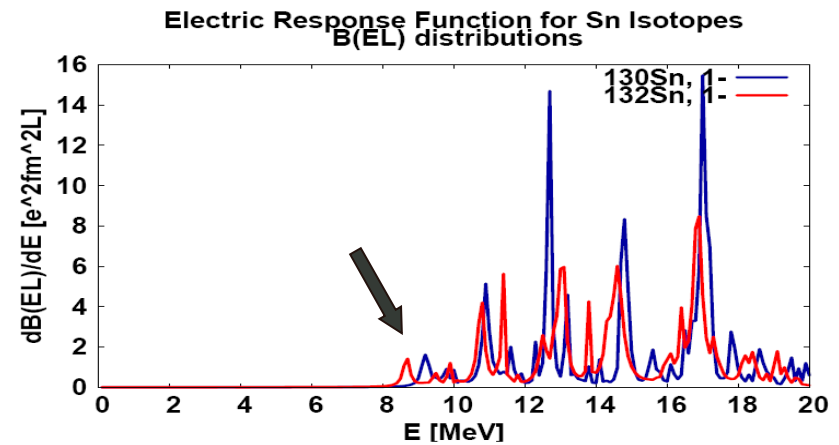
P.G.Reinhard, Nucl.Phys.A **649**(1999)305c



N.Paar et al, Phys.Rev.C **67**(2003)34312



D.Sarchi et al, Phys.Lett.B **601**(2004)27



N.Tsoneva et al, Phys.Lett.B **586**(2004)213

# Energia symetrii $S(\rho)$ w materii jądrowej

rozwinięcie Taylora dla energii na nukleon w materii jądrowej wokół gęstości nasycenia  $\rho_0$ :

$$E(\rho, \alpha) = E(\rho, 0) + S_2(\rho)\alpha^2 + \dots \quad \alpha \equiv \frac{N - Z}{A}$$

symetryczna materia jądrowa ( $N=Z$ ):

$$E(\rho, 0) = -a_v + \frac{K_0}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots,$$

$$\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$$

$$a_v = 16 \text{ MeV}$$

energia symetrii  $S(\rho)$ :

$$S_2(\rho) = a_4 + \frac{p_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \frac{\Delta K_0}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots,$$

$$a_4 = S(\rho_0)$$

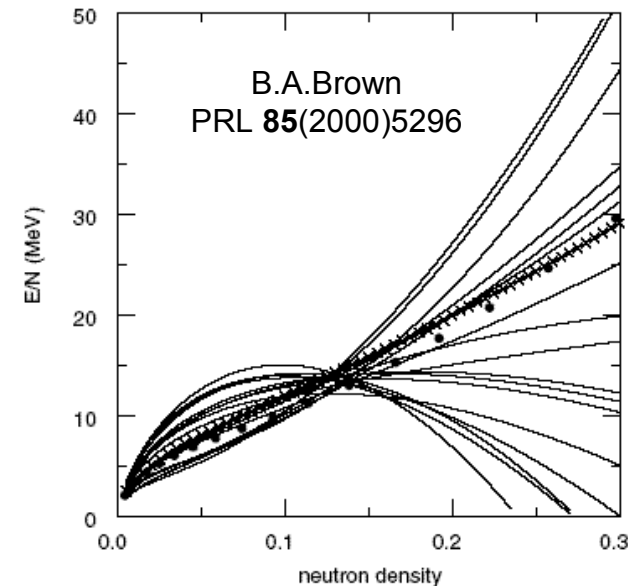
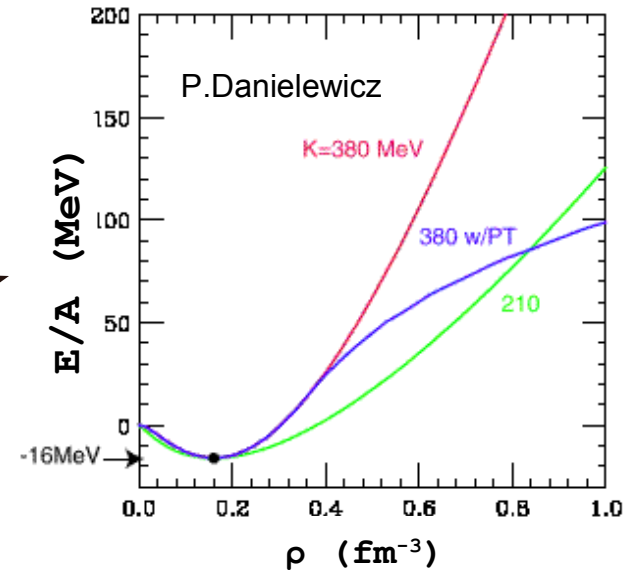
$$p_0 = \rho_0^2 \frac{dS(\rho)}{d\rho}$$

$a_4$  – energia symetrii na nukleon w czystej materii neutronowej

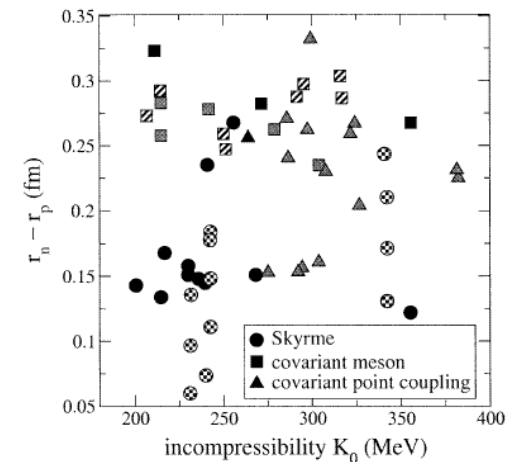
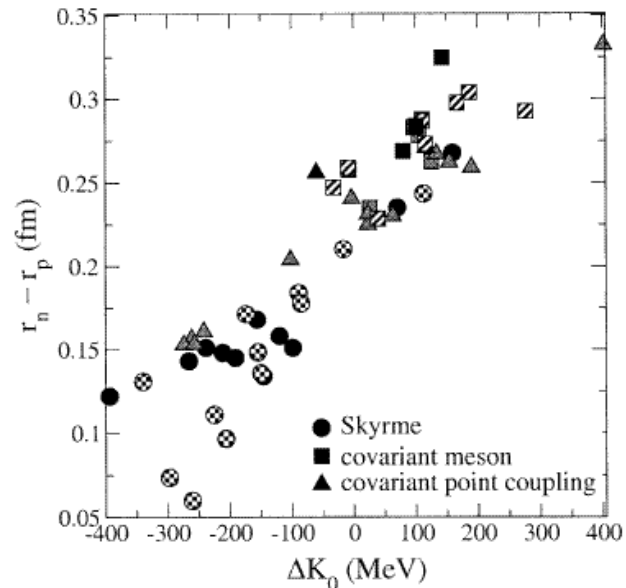
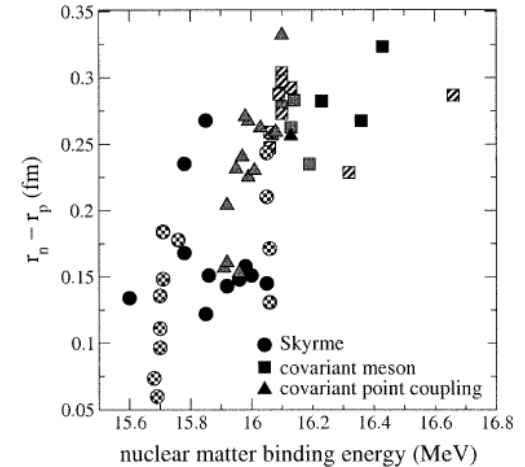
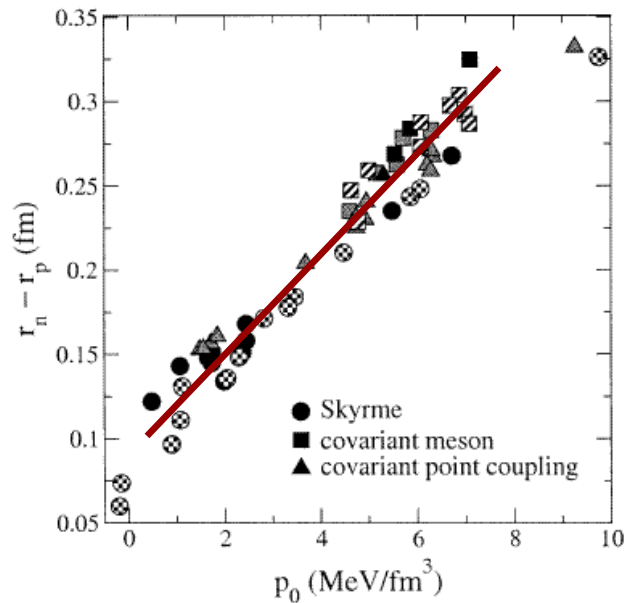
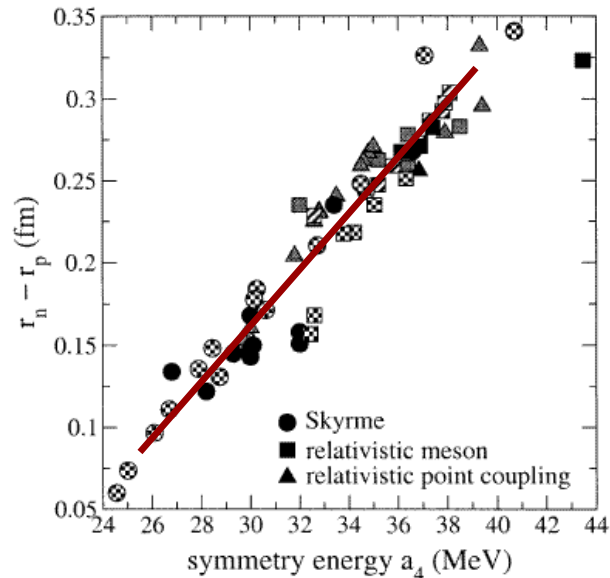
$p_0$  – ciśnienie energii symetrii

$\Delta K_0$  – poprawka parametru ścisłości

$$\Delta K_0 = 9\rho_0^2 \frac{d^2 S(\rho)}{d\rho^2}$$



# Energia symetrii $S(\rho)$ i grubość skórki neutronowej $^{208}\text{Pb}$

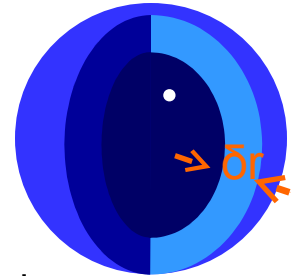


R.J.Furnstahl NPA 706 (2002)

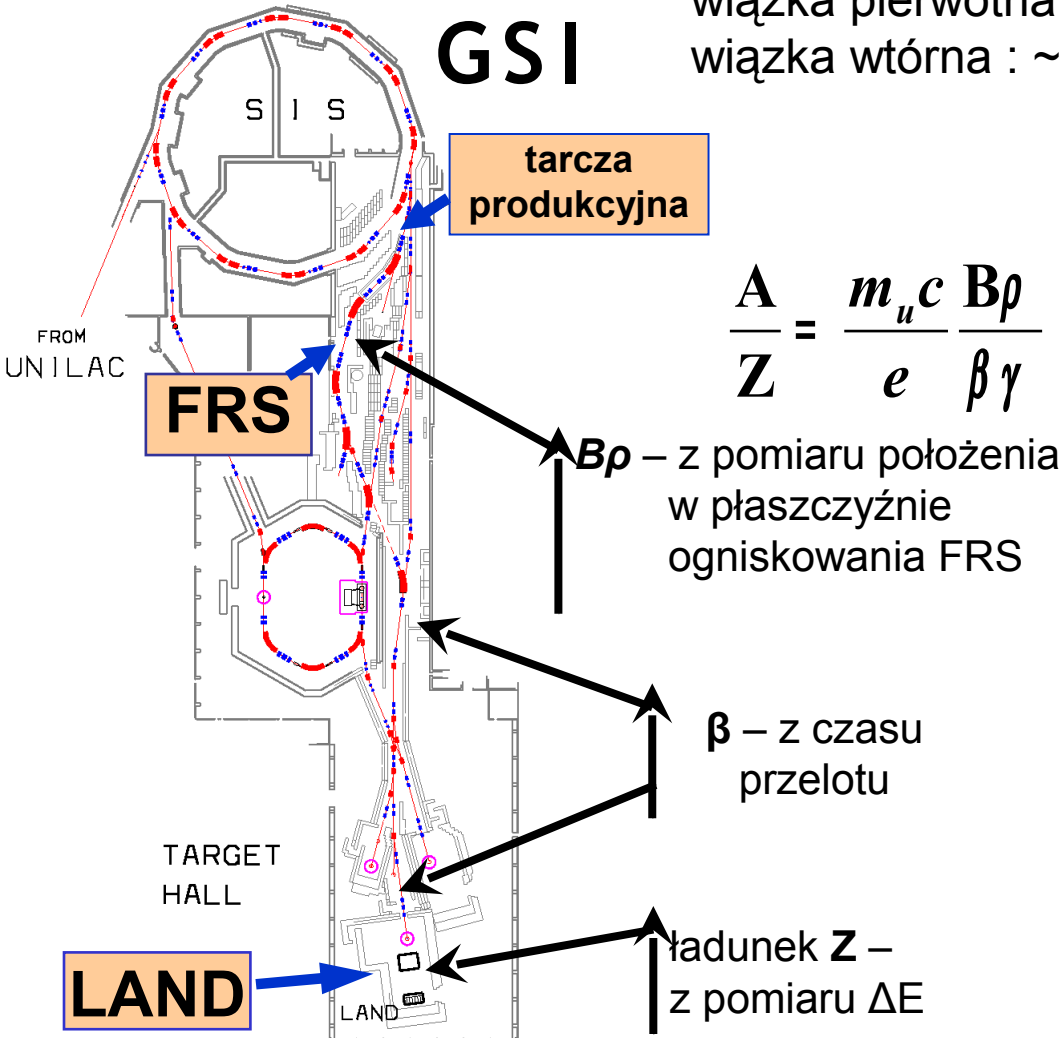
- silna zależność liniowa między grubością skórki neutronowej i parametrami  $a_4$ ,  $p_0$
- brak wyraźnej korelacji z innymi wielkościami
- **pomiar grubości skórki neutronowej jądra atomowego dostarcza ograniczeń na energię symetrii**

# Doświadczalne metody pomiaru grubości skórki neutronowej

- ograniczone do jąder stabilnych, z których można utworzyć tarczę (np.  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ )
- zależne od przyjętego modelu teoretycznego
- elastyczne rozpraszanie protonów **B.C.Clark et al. PRC 67(2003)054605**
- wzbudzenie gigantycznych rezonansów dipolowych w nieelastycznym rozpraszaniu cząstek  $\alpha$  **A.Krasznahorkay et al. NPA 567(1994)521**
  - $\delta R$  uzyskane z przekrojów czynnych
  - wymagany wkład teoretyczny – DWBA z parametrami modelu optycznego
- wzbudzenie spinowych rezonansów dipolowych w reakcjach z wymianą ładunku, np. ( $^3\text{He}, t$ ) **A.Krasznahorkay et al. PRL 82(1999)3216**
  - $\delta R$  uzyskane z funkcji nasilenia
  - zależność od modelu w regule sum
- atomy antyprotonowe **A.Trzcińska et al. PRL 87(2001)082501**
  - $\delta R$  uzyskane z procesu anihilacji antyprotonów, zachodzącego na powierzchni jądra i przesunięć poziomów w atomach antyprotonowych
  - założenie równości długości rozpraszania p-p i p-n
- rozpraszanie elektronów z łamaniem parzystości (w przyszłości) **C.Horowitz et al. PRC 63(2001)025501**
  - metoda najmniej zależna od modelu
- **pigmejski rezonans dipolowy J.Piekarewicz PRC 73(2006)044325**

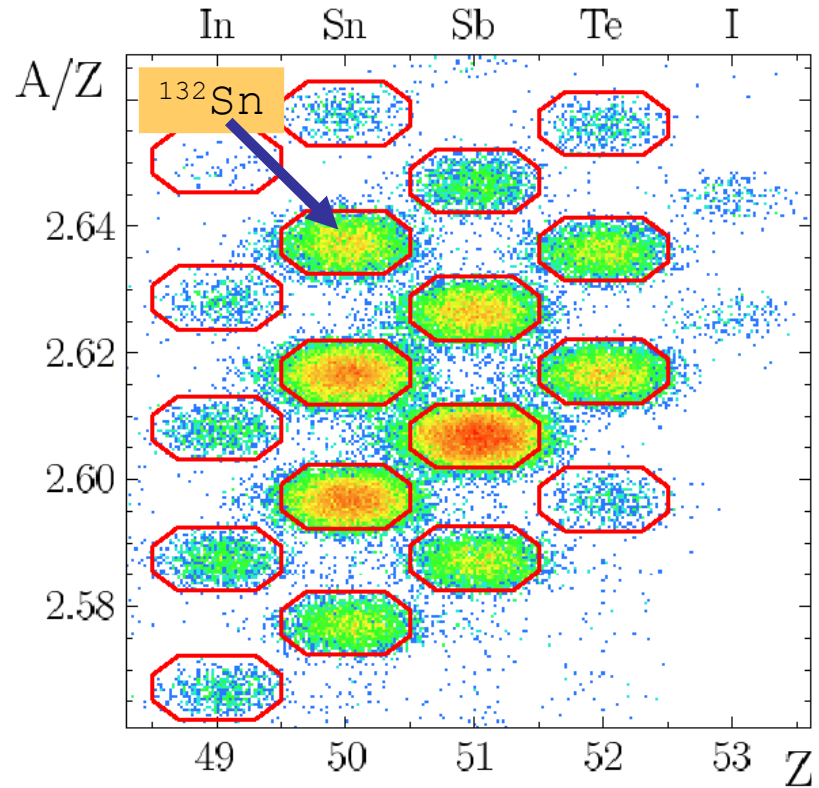


# Eksperyment – produkcja wiązki i identyfikacja izotopów



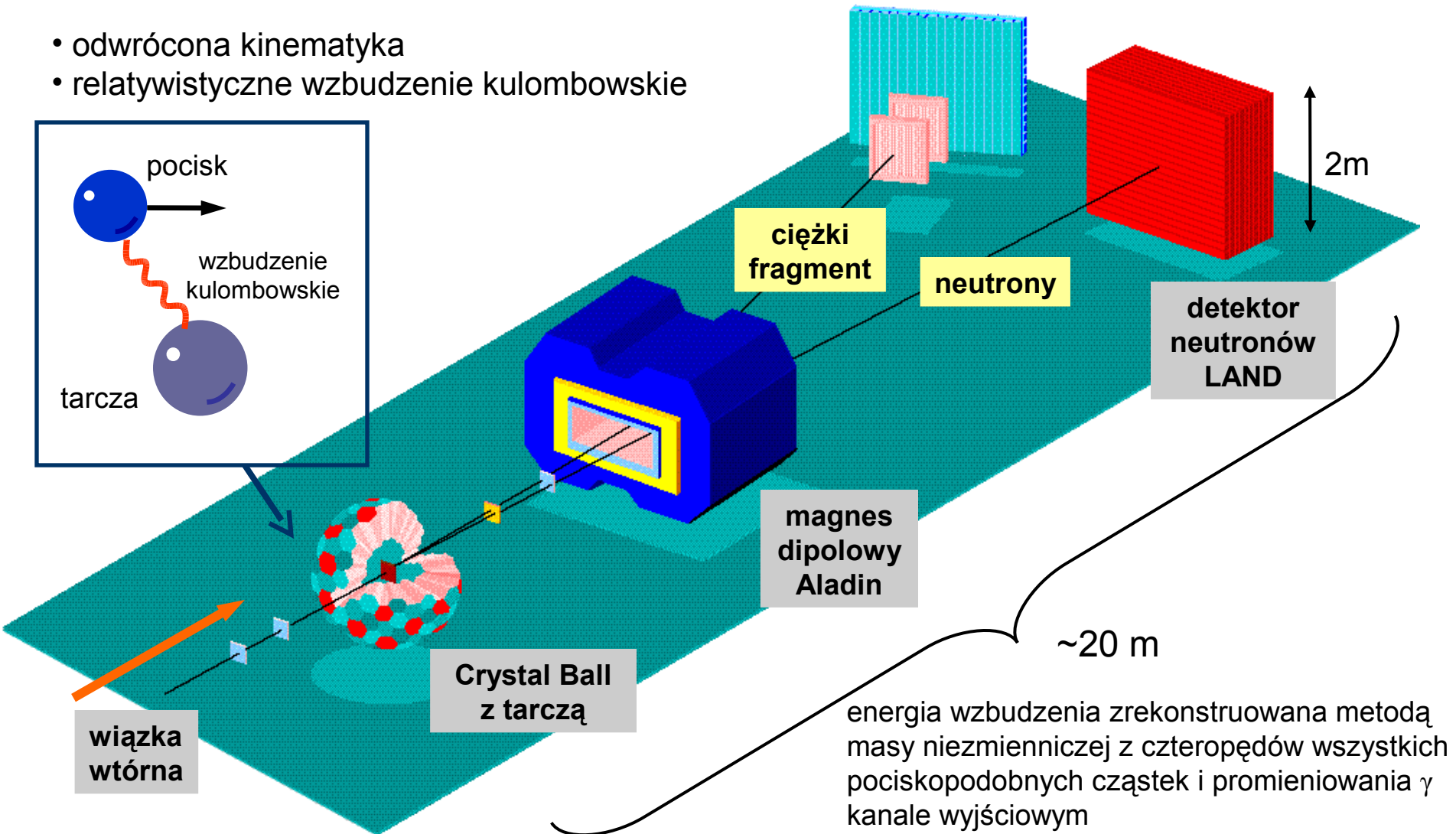
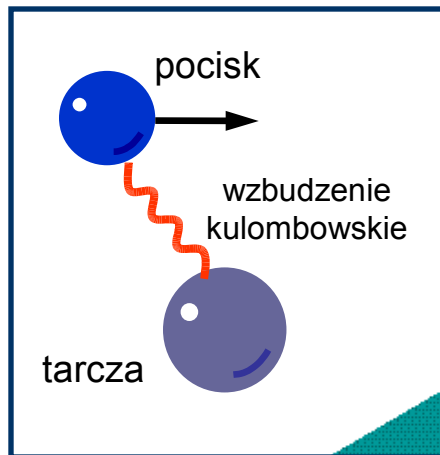
wiązka pierwotna :  $10^8$   $^{238}\text{U}$  jonów / s @ 550 MeV/u  
 wiązka wtórna :  $\sim 10$   $^{132}\text{Sn}$  jonów / s w Cave B

$$\frac{A}{Z} = \frac{m_u c B\rho}{e \beta \gamma}$$



# Eksperyment – układ pomiarowy w Cave B

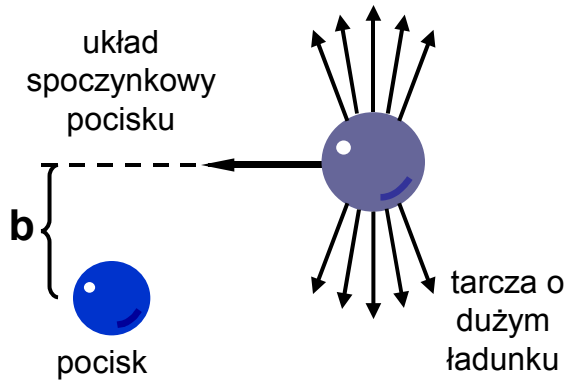
- odwrócona kinematyka
- relatywistyczne wzbudzenie kulombowskie



energia wzbudzenia zrekonstruowana metodą masy niezmienniczej z czteropędów wszystkich pociskopodobnych cząstek i promieniowania  $\gamma$  kanale wyjściowym

$$E^* = \sqrt{P^\mu P_\mu} - M_{proj}$$

# Relatywistyczne wzbudzenie kulombowskie



- peryferyjne zderzenia pomiędzy dwoma ciężkimi jonami przy dużym parametrze zderzenia
- przekształcone Lorentzowsko składowe pola elektromagnetycznego
- krótki impuls elektromagnetyczny

przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie

przekrój czynny na fotoabsorbcję (struktura jądra)

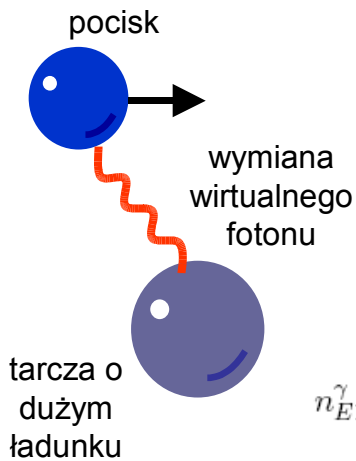
$$\frac{d\sigma_{Coul}}{dE} = \sum_{\pi\lambda} \frac{1}{E} n_{\pi\lambda}^{\gamma}(E) \sigma_{\pi\lambda}^{\gamma}(E)$$

widmo wirtualnych fotonów (kinematyka reakcji)

**Weizsäcker & Williams** – równoważna metoda opisu oddziaływania poprzez absorpcję wirtualnego fotonu

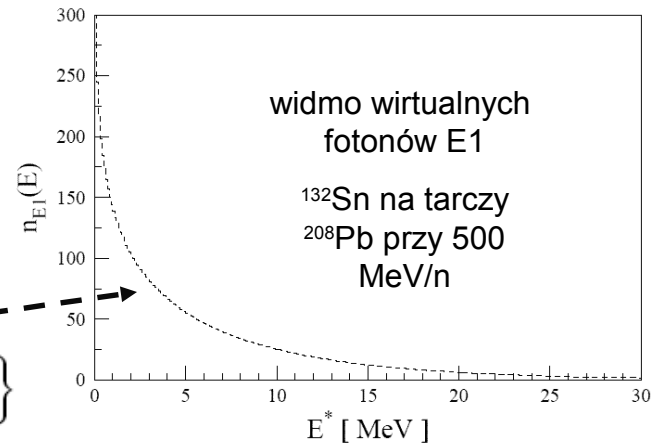
zalety wzbudzenia kulombowskiego

- wzbudzenia dipolowe dominują
- duże przekroje czynne
- wysokie energie wzbudzenia (do 25 MeV)



$$\xi(E) = Eb_{min}/\hbar c\beta\gamma.$$

$$n_{E1}^{\gamma}(E) = \frac{2Z_t^2\alpha}{\pi\beta^2} \left\{ \xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\xi^2\beta^2}{2} [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right\}$$





# Detekcja neutronów – detektor LAND

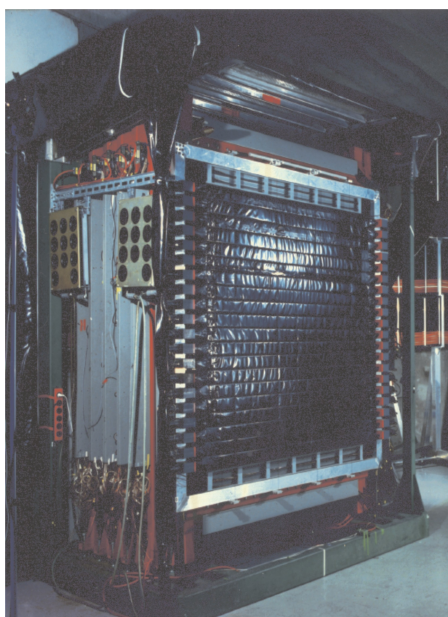
## Large Area Neutron Detector

### rozmiary:

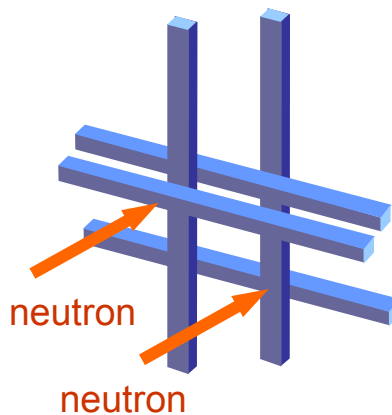
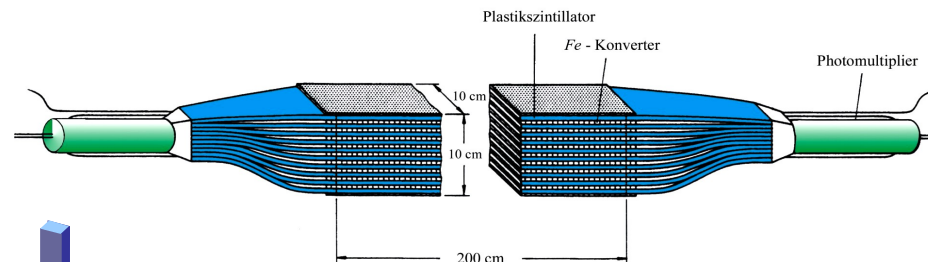
- powierzchnia ściany frontowej  $2 \times 2 \text{ m}^2$
- grubość 1m

### struktura segmentowa:

- 200 modułów zgrupowanych w 10 płaszczyznach
- $2 \text{ m}^3$  żelaza i  $2 \text{ m}^3$  scyntylatora



Nucl. Instr. Meth. A314 (1992) 136

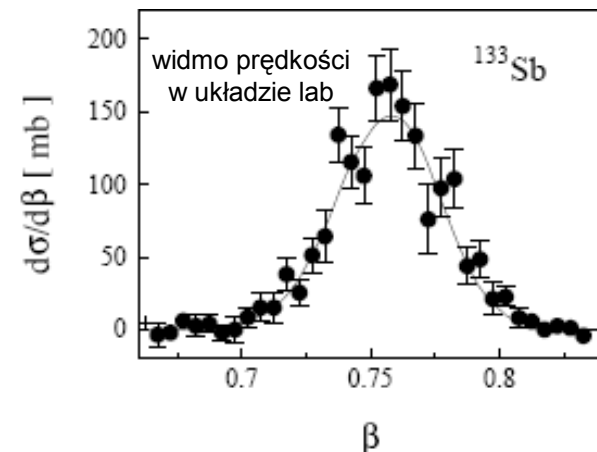
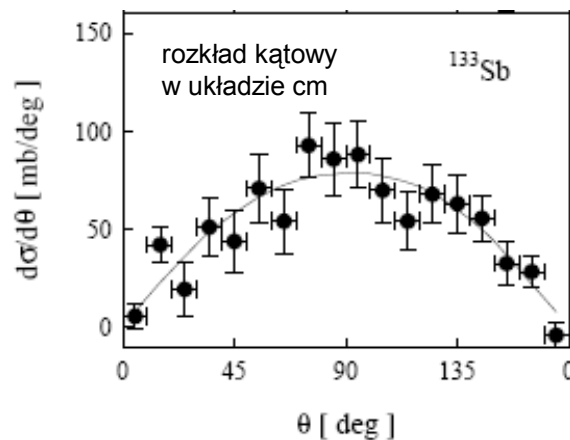


$\Delta \text{tof} \sim 200 \text{ ps}$

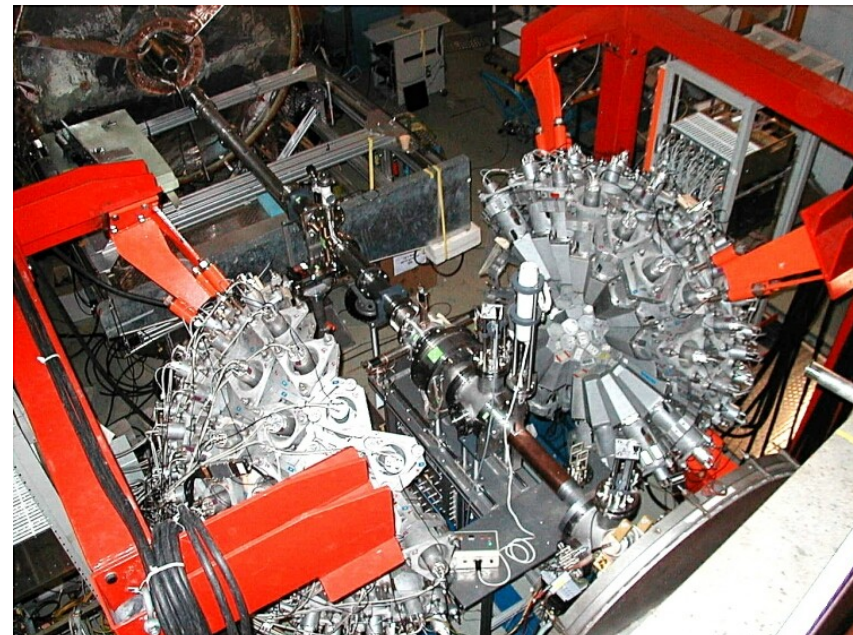
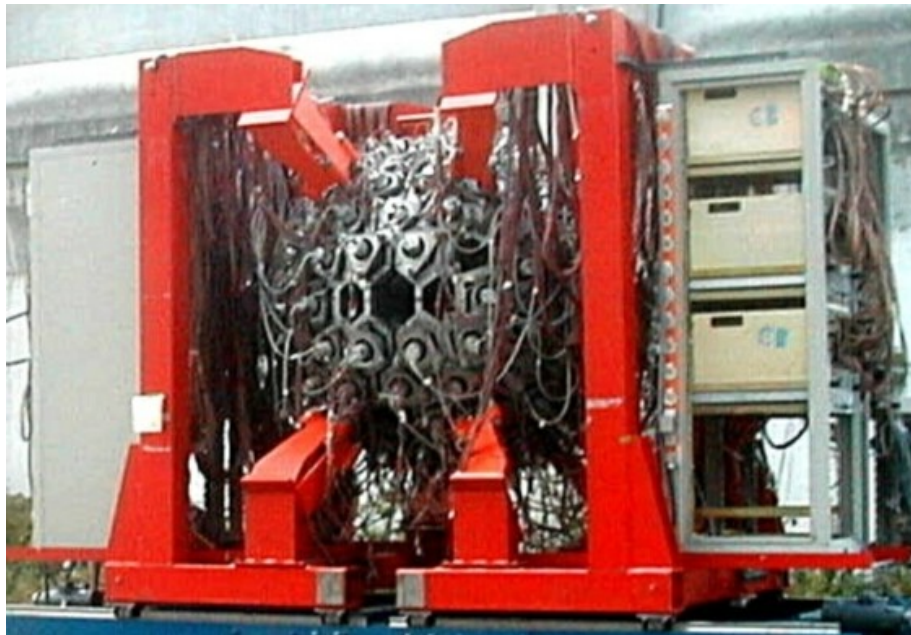
wydajność detekcji  $\sim 95\%$

pędy neutronów z :

- czasu przelotu między tarczą, a detektorem
- pozycji wewnątrz detektora



# Detekcja promieniowania $\gamma$ – spektrometr Crystal Ball



160 kryształów NaI w geometrii  $4\pi$   
wydajność kalorymetryczna  $\sim 70\%$   
zdolność rozdzielcza  $\sigma_E = 10\text{-}15\%$  (po korekcie Dopplera)

mierzone wielkości:

- całkowita energia unoszona przez kwanty  $\gamma$
- kąt emisji

$$E'_\gamma(\theta_i) = E_\gamma(\theta_i) \frac{1 - \beta_0 \cos \tilde{\theta}_i}{\sqrt{1 - \beta_0^2}}$$



# Wyniki: parametryzacja gigantycznego rezonansu dipolowego

ze względu na stosunkowo duże błędy pomiarowe energia i szerokość GDR zostały ustalone, a przekrój czynny uzyskany z jednoczesnego dopasowania rozkładu Lorentza do izotopów  $^{130,132}\text{Sn}$

$$\sigma_{\gamma}(E) = \frac{\sigma_o}{1 + \left(\frac{E^2 - E_o^2}{\Gamma E}\right)^2}$$

$$E_o = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6} \text{ [MeV]}$$

$$\int \sigma_{\gamma}(E)dE \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ [mb MeV]}$$

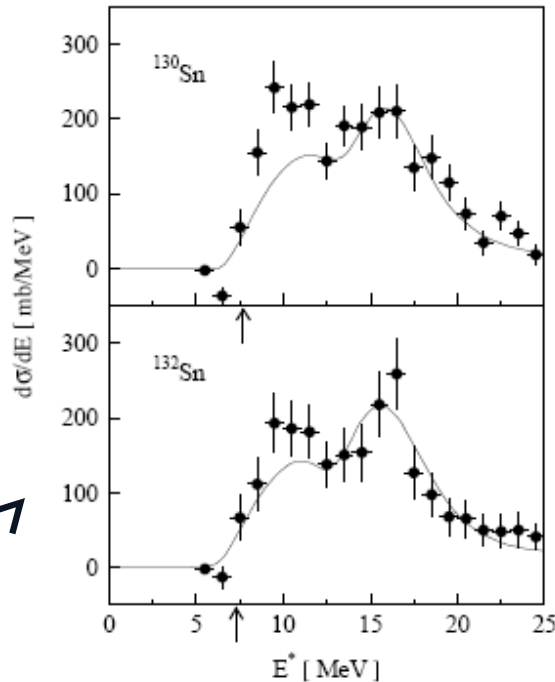
$^{129}\text{Sn}$ :  $E=15.34$  MeV  
 $^{132}\text{Sn}$ :  $E=15.26$  MeV

$$E_o = 15.5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 4.75 \text{ MeV}$$

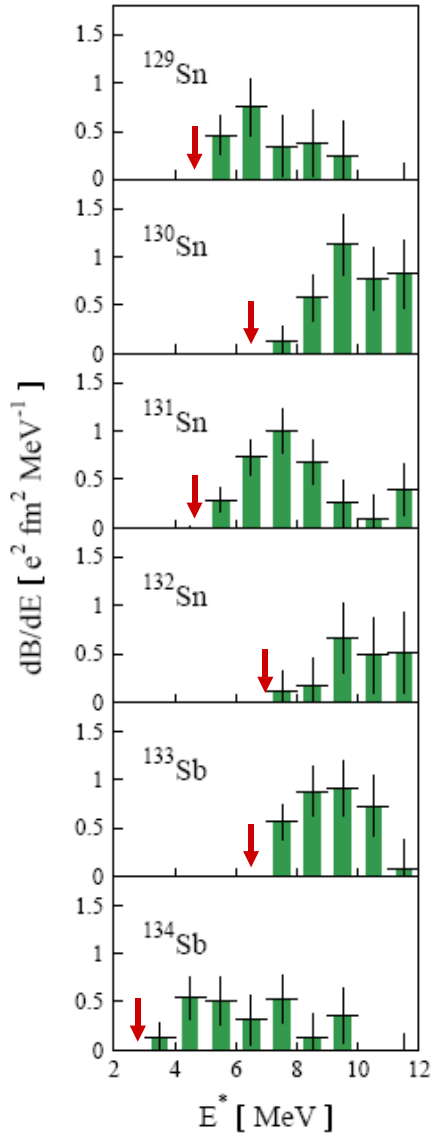
$$\sigma_{\text{tot}} = 2580 \pm 140 \text{ mb MeV}$$

całkowity przekrój czynny GDR zgodny z wynikami dla stabilnych jąder w tym samym obszarze masowym (około 130% TRK)



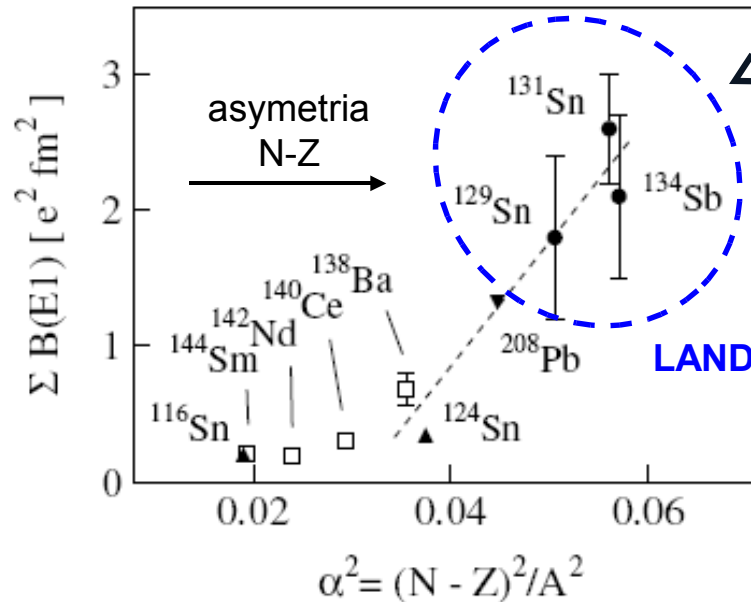
doświadczalny różniczkowy przekrój czynny na wzbudzenie kulombowskie z dopasowanym GDR (linia ciągła), sparametryzowanym jako rozkład Lorentza i sprzęgniętym z odpowiedzią układu pomiarowego

# Wyniki: nisko-leżące składowe funkcji nasilenia E1 w jądrach z obszaru masowego $^{132}\text{Sn}$



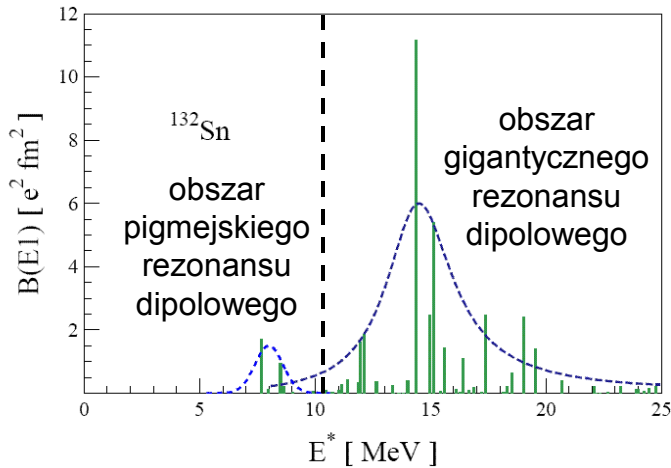
- uzyskane w wyniku odjęcia wkładu od gigantycznego rezonansu dipolowego o uśrednionych parametrach
- obserwowane we wszystkich izotopach
- różnica między izotopami z parzystą i nieparzystą liczbą neutronów jako konsekwencja różnej wysokości progu na emisję neutronu i niesparowanych neutronów

	$S_n$ [MeV]	$f^9\text{B}(E1)$ [ $e^2 \text{fm}^2$ ]	$f^{11}\text{B}(E1)$ [ $e^2 \text{fm}^2$ ]	$f^{11}\text{E B}(E1)$ [% of $S_{TRK}$ ]
$^{129}\text{Sn}$	5.4	1.8 (6;4)	1.7 (8;7)	2.4 (1.4;1.1)
$^{130}\text{Sn}$	7.7	–	2.4 (5;5)	5.0 (1.1;1.0)
$^{131}\text{Sn}$	5.2	2.6 (4;5)	3.0 (5;6)	4.9 (1.0;1.1)
$^{132}\text{Sn}$	7.3	–	1.3 (6;6)	2.7 (1.3;1.1)
$^{133}\text{Sb}$	7.3	–	2.9 (5;8)	5.8 (1.1;1.4)
$^{134}\text{Sb}$	3.3	2.1 (6;6)	2.1 (7;7)	2.5 (1.1;0.9)



funkcja nasilenia wykazuje tendencję wzrostową ze zwiększaniem asymetrii N-Z, co potwierdza związek między PDR, a izospinową częścią równania stanu materii jądrowej

# Wyniki: wyznaczenie parametrów energii symetrii $S(\rho)$ w oparciu o zmierzoną funkcję nasilenia E1 i przewidywania modelu RHB-RQRPA

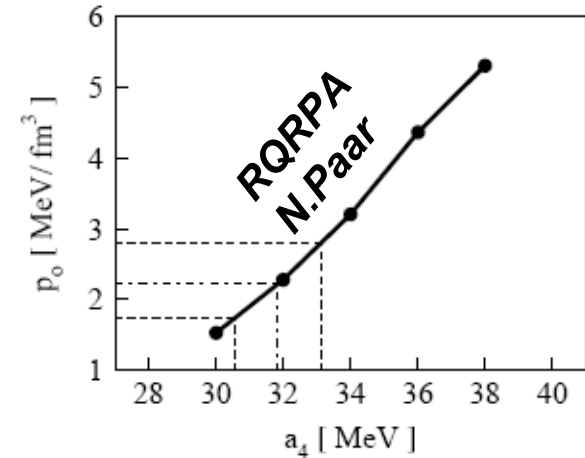


$$S_2(\rho) = a_4 + \frac{p_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \dots$$

$a_4$  – energia symetrii na nukleon

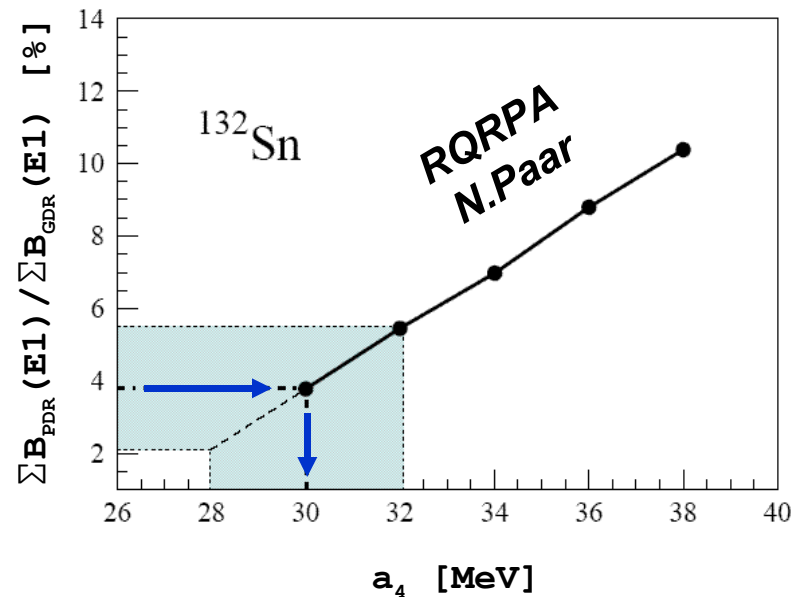
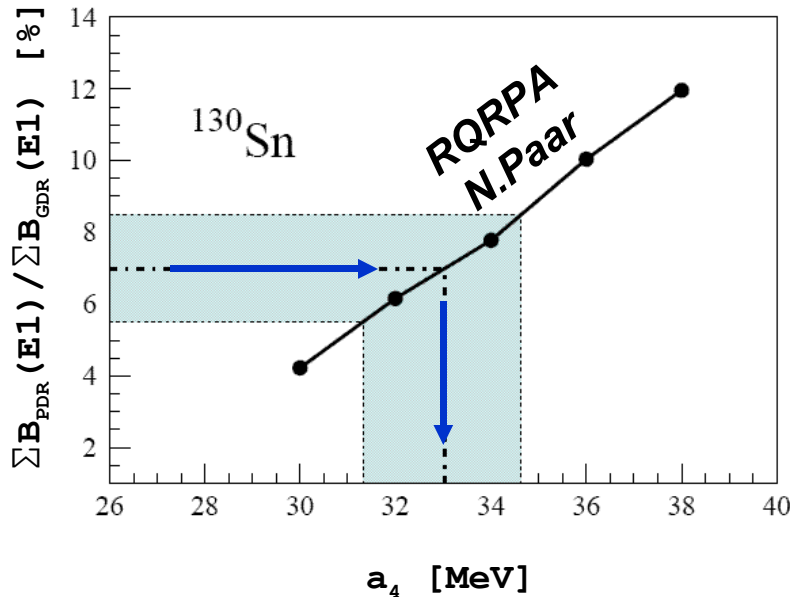
w czystej materii neutronowej

$p_0$  – ciśnienie energii symetrii

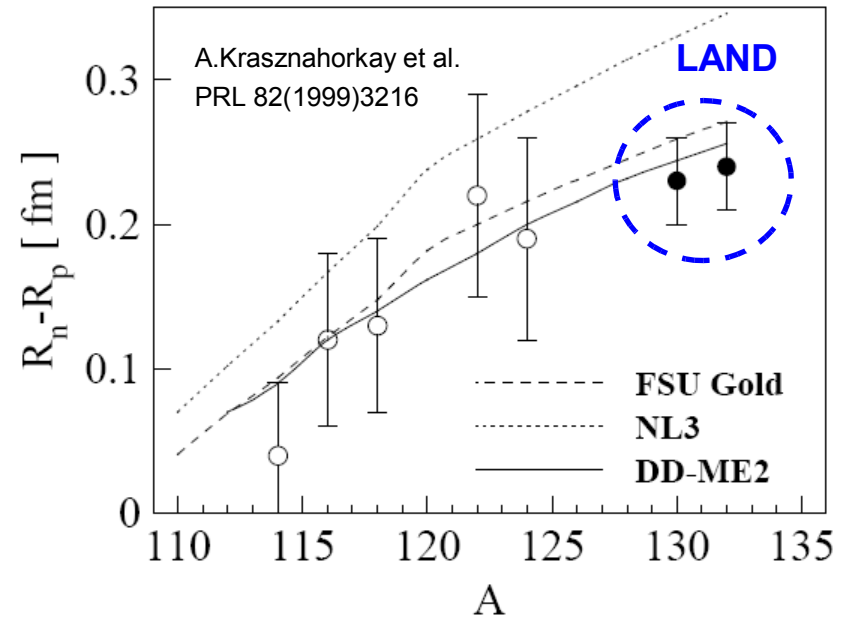
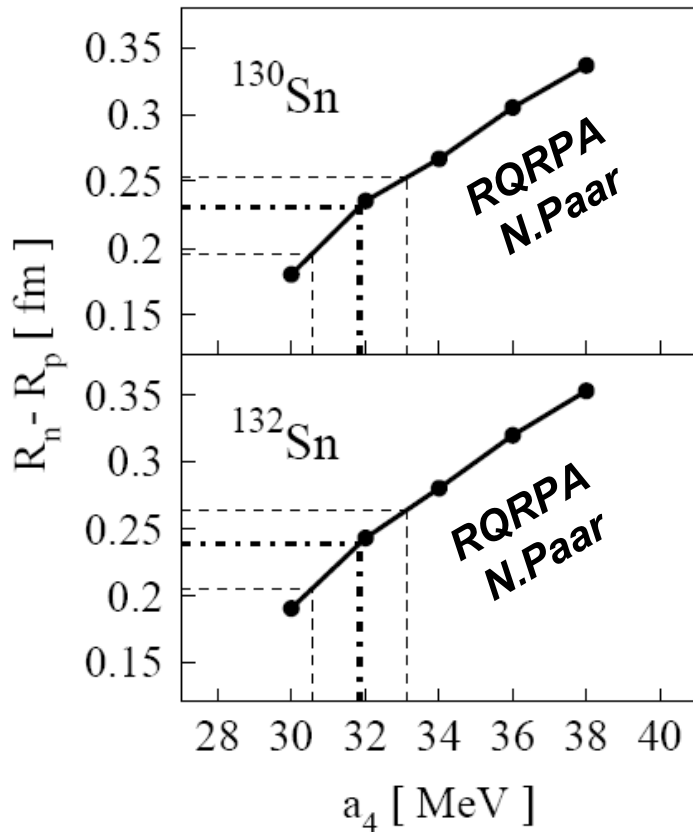
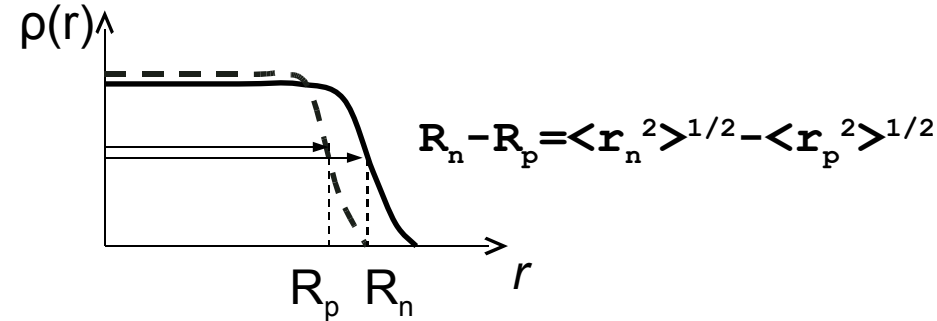


$$\langle a_4 \rangle = 31.8 \pm 1.3 \pm 1.6 \text{ MeV}$$

$$\langle p_0 \rangle = 2.2 \pm 0.5 \pm 0.6 \text{ MeV}/\text{fm}^3$$



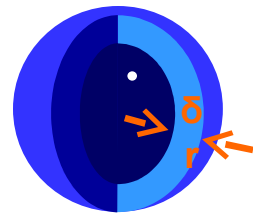
# Wyniki: grubość skórki neutronowej w egzotycznych parzysto-parzystych izotopach cyny



$$^{130}\text{Sn} : R_n - R_p = 0.23 \pm 0.03 \pm 0.03 \text{ fm}$$

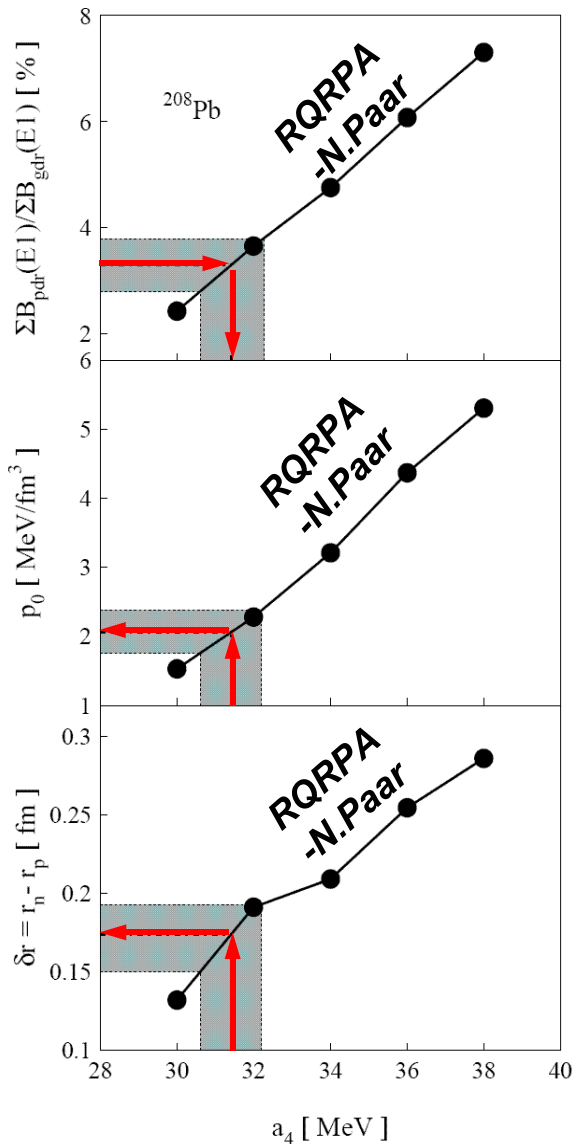
$$^{132}\text{Sn} : R_n - R_p = 0.24 \pm 0.03 \pm 0.03 \text{ fm}$$

- grubość skórki neutronowej rośnie wraz ze wzrostem nadmiaru neutronów
- metoda oferuje dokładność porównywalną z bardzo ambitnym programem rozpraszania



elektronów planowanym w przyszłości

# Weryfikacja przyjętej metody – analiza dla $^{208}\text{Pb}$



$$\Sigma B_{\text{pdr}}(E1) = 1.98 e^2 \text{ fm}^2$$

N.Ryezayeva et al. PRL 89(2002)272501

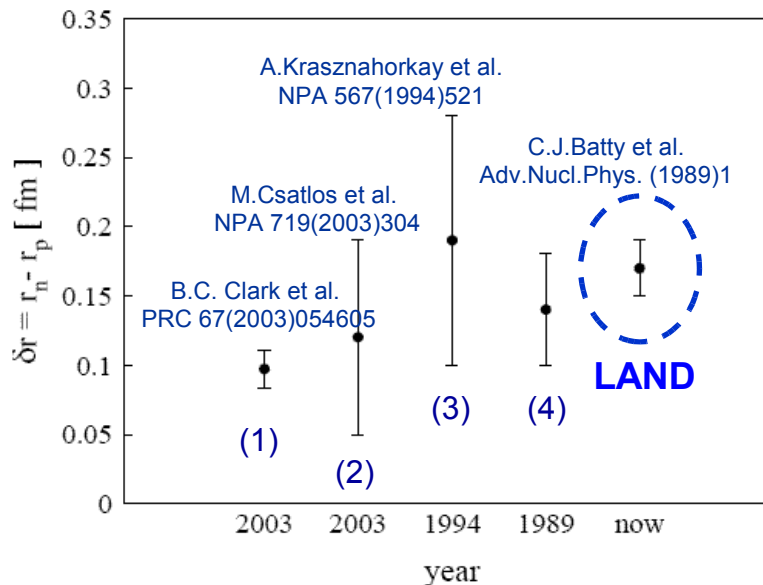
$$\Sigma B_{\text{gdr}}(E1) = 60.8 e^2 \text{ fm}^2$$

A.Veysiere et al. NPA 159(1970)561

$$a_4 = 31.4 \pm 0.8 \text{ MeV}$$

$$p_0 = 2.1 \pm 0.3 \text{ MeV/fm}^3$$

$$\delta r = 0.18 \pm 0.03 \pm 0.03 \text{ fm}$$



(1,4) elastyczne rozpraszanie (p,p)  
(2,3) GDR wzbudzony w reakcjach ( $\alpha, \alpha'$ )

Teoretyczne przewidywania:

- $\delta r = 0.16 \pm 0.02 \text{ fm}$  - z równania stanu Friedman-Pandharipande i parametryzacji SkX (Skyrme) – B.A.Brown PRL85 (2000) 5296
- $\delta r = 0.17 \text{ fm}$  - z analizy elastycznego rozpraszania nukleonów – Karataglidis et al. PRC65 (2002)044306

## Podsumowanie

- składowe funkcje nasilenia E1 tuż powyżej progu na emisję neutronu obserwowane we wszystkich izotopach  $^{129-132}\text{Sn}$  i  $^{133,134}\text{Sb}$
- wyniki doświadczalne dla  $^{130,132}\text{Sn}$  w zgodzie z przewidywaniami teoretycznymi
- rezonans pigmejski zawiera równoważną informację, co skórka neutronowa
- grubość skórki neutronowej w  $^{130,132}\text{Sn}$  podąża za trendem obserwowanym w stabilnych izotopach Sn
- uzyskana wartość parametru  $\rho_0$  w dobrej zgodności z ogólnymi przewidywaniami teoretycznymi
- podejście zweryfikowane w analizie dla  $^{208}\text{Pb}$
- grubość skórki neutronowej dla  $^{208}\text{Pb}$  zgodna z wynikami niezależnych pomiarów



# Model Skyrme Hartree-Fock, a równanie stanu materii jądrowej i grubość skórki neutronowej – B.A.Brown PRL85 (2000) 5296

$$V_{\text{Skyrme}} = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma)(\mathbf{k}'^2 \delta + \delta \mathbf{k}^2) + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \delta \mathbf{k} + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha(\mathbf{R}) \delta$$

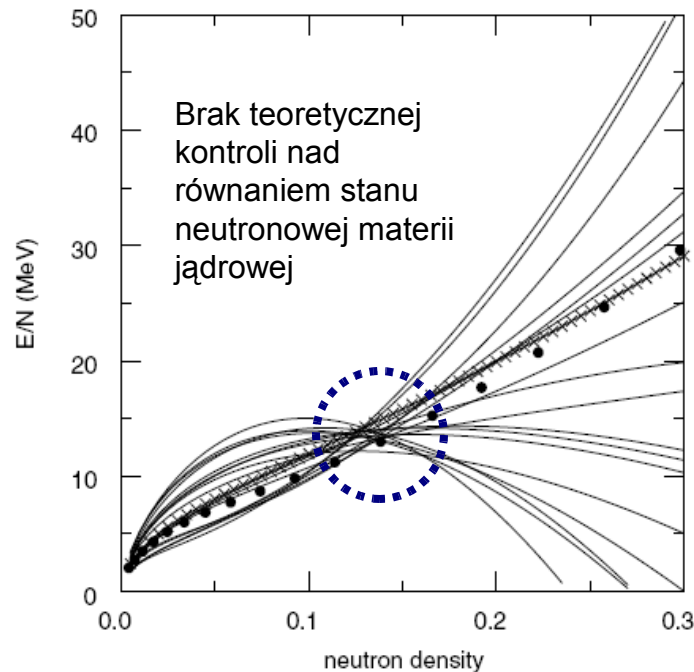
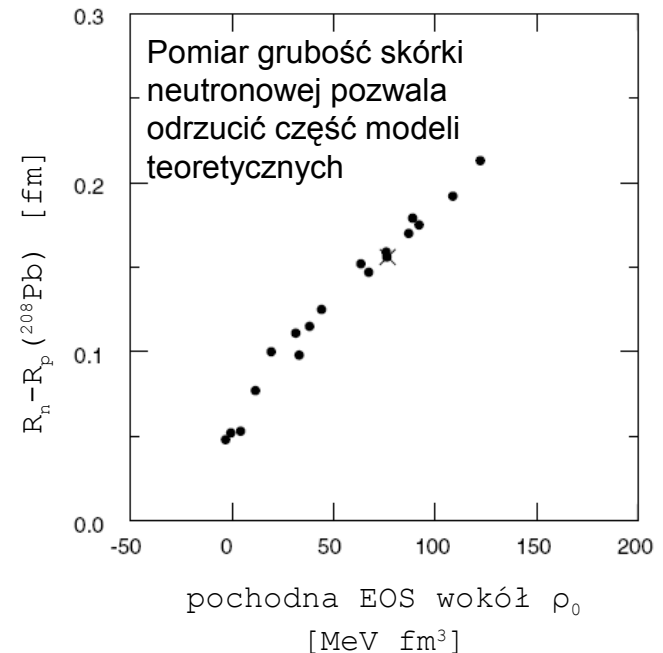


FIG. 2. The neutron EOS for 18 Skyrme parameter sets. The filled circles are the Friedman-Pandharipande (FP) variational calculations and the crosses are SkX. The neutron density is in units of neutron/ $\text{fm}^3$ .

Oddziaływania **Skyrme** równorzędne z punktu widzenia opisu danych doświadczalnych, takich jak :

- energie wiązania
- promienie jąder atomowych
- energie jednocząstkowe

dostarczają zupełnie inne równanie stanu, ale wykazują silną korelację pomiędzy grubością skórki neutronowej, a pochodną energii symetrii



# Rezonans pigmejski, a natura oddziaływań nukleon-nukleon

## J.Piekarewicz PRC73 (2006) 044325

### Gęstość Lagrangianu oddziaływania nukleon-nukleon

sprężenie nukleon-mezon

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{\psi} \left[ g_s \phi - \left( g_v V_\mu + \frac{g_\rho}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}_\mu + \frac{e}{2} (1 + \tau_3) A_\mu \right) \gamma^\mu \right] \psi$$

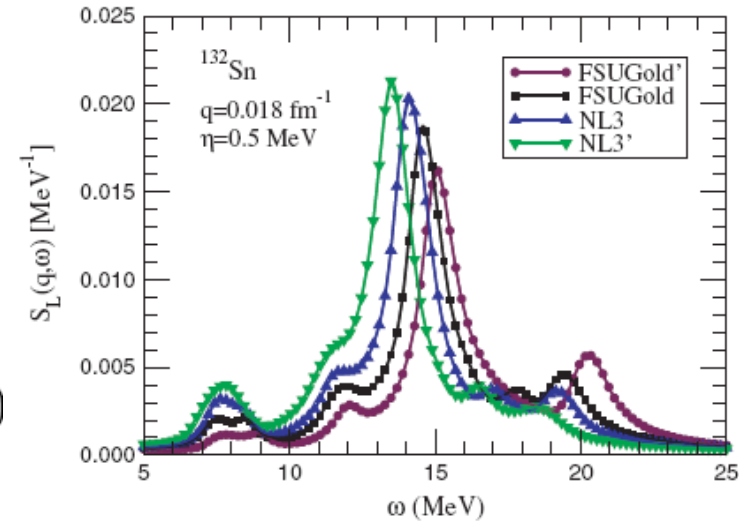
$$- \frac{\kappa}{3!} (g_s \phi)^3 - \frac{\lambda}{4!} (g_s \phi)^4 + \frac{\zeta}{4!} (g_v^2 V_\mu V^\mu)^2 + \Lambda_v (g_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}^\mu) (g_v^2 V_\mu V^\mu)$$

modyfikacja zależności  
równania stanu od gęstości

Każdy typ oddziaływania wykalibrowany tak, aby prawidłowo odtwarzał własności stanu podstawowego jąder (en.wiązania, promienie, rozkłady ładunku)

TABLE II. Model parameters used in the calculations. The parameter  $\kappa$  and the inverse scalar range  $m_s$  are given in MeV. The nucleon,  $\omega$ , and  $\rho$  masses are kept fixed at  $M = 939$  MeV,  $m_\omega = 782.5$  MeV, and  $m_\rho = 763$  MeV, respectively.

Model	$m_s$	$g_s^2$	$g_v^2$	$g_\rho^2$	$\kappa$	$\lambda$	$\zeta$	$\Lambda_v$
NL3	508.1940	104.3871	165.5854	79.6000	3.8599	-0.0159	0.0000	0.0000
FSUGold	491.5000	112.1996	204.5469	138.4701	1.4203	+0.0238	0.0600	0.0300



Własności spektralne funkcji nasilenia E1 jako sposób dalszej weryfikacji oddziaływań:

- korelacja z całkowitym przekrojem czynnym PDR
- korelacja z energią rezonansową i całkowitym przekrojem czynnym GDR

PDR narzuca ograniczenia na postać oddziaływań efektywnych modele z "twardym" równaniem stanu preferowane mniej

# Metoda masy niezmienniczej

$$E^* = \sqrt{\sum_i m_i^2 + \sum_{i \neq j} m_i m_j \gamma_i \gamma_j (1 - \beta_i \beta_j \cos \theta_{ij})} + E_\gamma - M_{proj}$$

całkowita energia promieniowania  $\gamma$  po korekcie Dopplera

masa pocisku z identyfikacji liczby masowej

$\beta, \gamma$  z pomiaru czasu przelotu i zmierzonej długości trajektorii

$\theta_{ij}$  – kąty między wektorami pędów fragmentów reakcji

# Grubość skórki neutronowej i energia symetrii jako narzędzie badania struktury gwiazd neutronowych

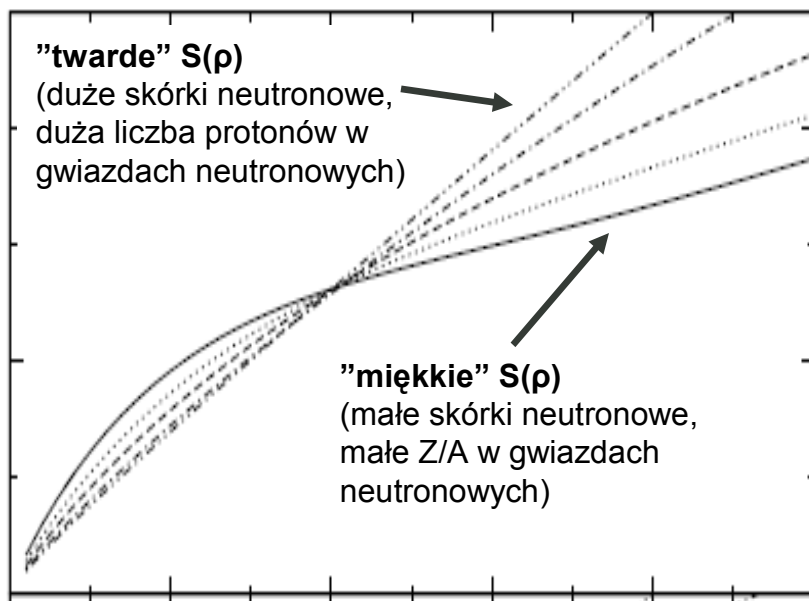
Grubość skórki neutronowej poprzez związek z energią symetrii umożliwia wgląd w strukturę gwiazd neutronowych:

- mechanizmy chłodzenia gwiazd neutronowych
- gęstość przejścia między skorupą, a ciekłym rdzeniem

Obserwacje astronomiczne wskazują na intensywne chłodzenie z udziałem neutrino (niska temperatura powierzchni):

- direct URCA process (wymaga stosunkowo dużej liczby protonów we wnętrzu gwiazdy)
- słaby rozpad cząstek "egzotycznych" (kondensaty pionowe, kaonowe, hiperony, materia kwarkowa)

kaonowe, hiperony, materia kwarkowa)



C.J. Horowitz, J. Piekarewicz  
PRL **86**(2001)5647

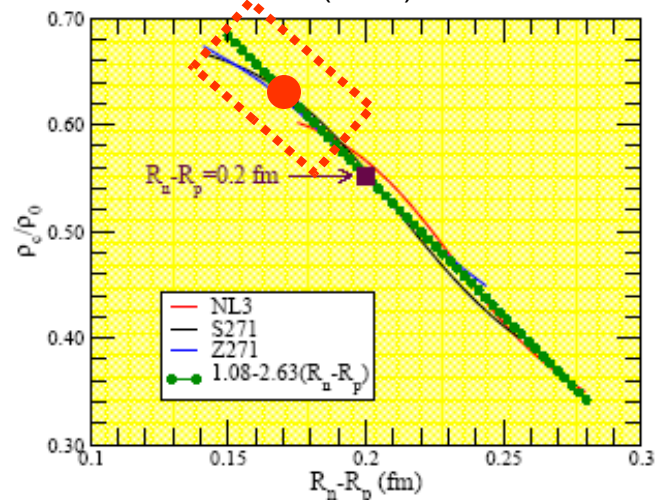


Fig. 4. Transition density from the uniform liquid mantle to the non-uniform solid crust as a function of the neutron skin of  $^{208}\text{Pb}$ . Different models are used to show the largely model independent relation between these two observables.

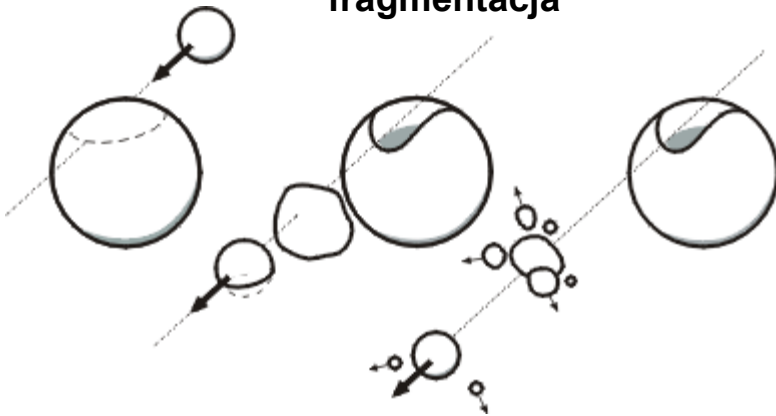
Grubsze skórki neutronowe ("twarda" energia symetrii) przekładają się na gwiazdy neutronowe z większą liczbą protonów  
 wartość  $R_n - R_p (^{208}\text{Pb}) = 0.18 \pm 0.03 \pm 0.03 \text{ fm}$   
 wyklucza proces URCA i preferuje obecność egzotycznych stanów materii w gwiazdach neutronowych

# Metody produkcji jąder egzotycznych

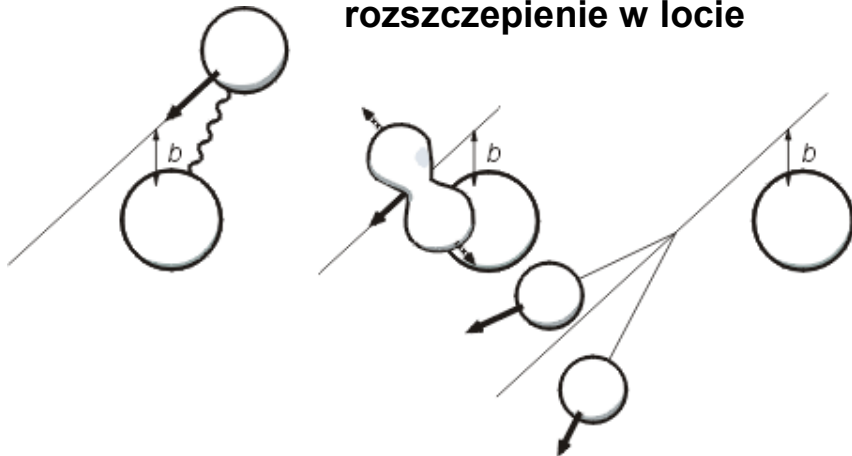
ogólna metoda:

doprowadzanie do gwałtownych zderzeń między jądrami stabilnymi w nadziei, że wśród produktów reakcji pojawią się jądra egzotyczne

## fragmentacja



## rozszczenie w locie



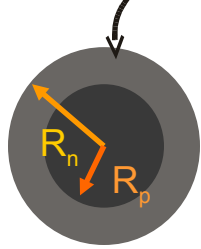
- zderzenia peryferyjne
  - model uczestnicy-widzowie
  - jądro tarczy "obdziera" pocisk z części nukleonów
  - produkt lżejszy od pocisku
  - + fragment zachowuje pierwotny kierunek ruchu i prędkość (łatwe ogniskowanie wiązki)
  - fragment wzbudzony do wysokich energii, deekscytacja poprzez emisję neutronów (utrata "egzotyczności")
  - osiągalne głównie lekkie jądra egzotyczne
- 
- zderzenia peryferyjne
  - energia aktywacji dostarczona w oddziaływaniu jądrowym lub elektromagnetycznym
  - + produkcja ciężkich jąder z dużym nadmiarem neutronów
  - energia rozszczepienia unoszona przez fragmenty zmienia ich energię kinetyczną i kierunek ruchu (rozmyta wiązka)
  - utrudnione formowanie wiązki w separatorze fragmentów

# Atomy antyprotonowe – określanie własności skórki neutronowej

A.Trzcińska et al. PRL87 (2001) 082501

oddziaływanie antyproton-jądro silne  
 → absorpcja i anihilacja w obszarze

- czułość na rozkład gęstości neutronów i protonów na powierzchni jądra (skórka neutronowa)
- obserwacja zdarzeń prowadzących do A-1

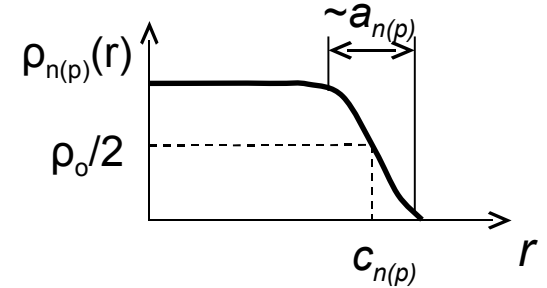


amplitudy rozpraszania  
antyproton-jądro

$$f_{\text{halo}} = \frac{N(\bar{p}n)}{N(\bar{p}p)} \frac{Z}{N} \frac{\text{Im}a(\bar{p}p)}{\text{Im}a(\bar{p}n)} \sim 1$$

$\sim \rho_n(R)/\rho_p(R)$

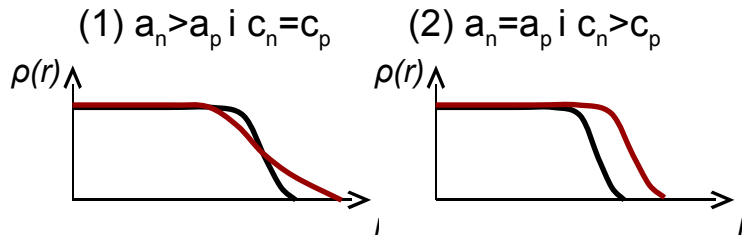
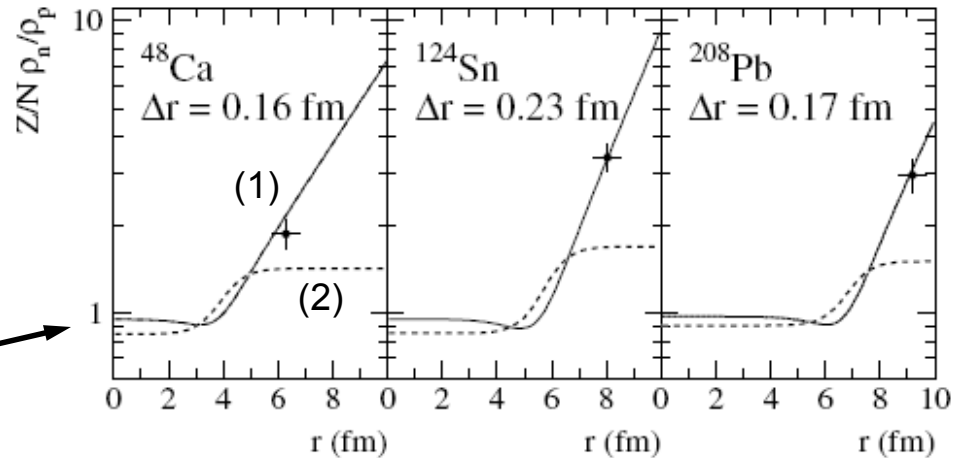
rozkład Fermiego  
 $\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp((r-c)/a))$



z niezależnych pomiarów

$$\langle r_n^2(c_n, a_n) \rangle^{1/2} = \langle r_p^2(c_p, a_p) \rangle^{1/2} + \Delta r_{np}$$

$$\langle r_n^2 \rangle \approx \frac{3}{5} c_n^2 + \frac{7}{5} \pi^2 a_n^2$$



Wniosek:  
 preferowana opcja (1), tzn. skórka neutronowa jako wynik wzrostu parametru rozmycia  $a_n > a_p$ , a nie promienia rozkładu neutronów

# Równoważne parametryzacje energii symetrii $S(\rho)$ spotykane w literaturze

$$S_2(\rho) = a_4 + \frac{p_0}{\rho_0^2}(\rho - \rho_0) + \frac{\Delta K_0}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots,$$

$$E_{\text{sym}}(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho_0) + \frac{L}{3} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{K_{\text{sym}}}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2,$$

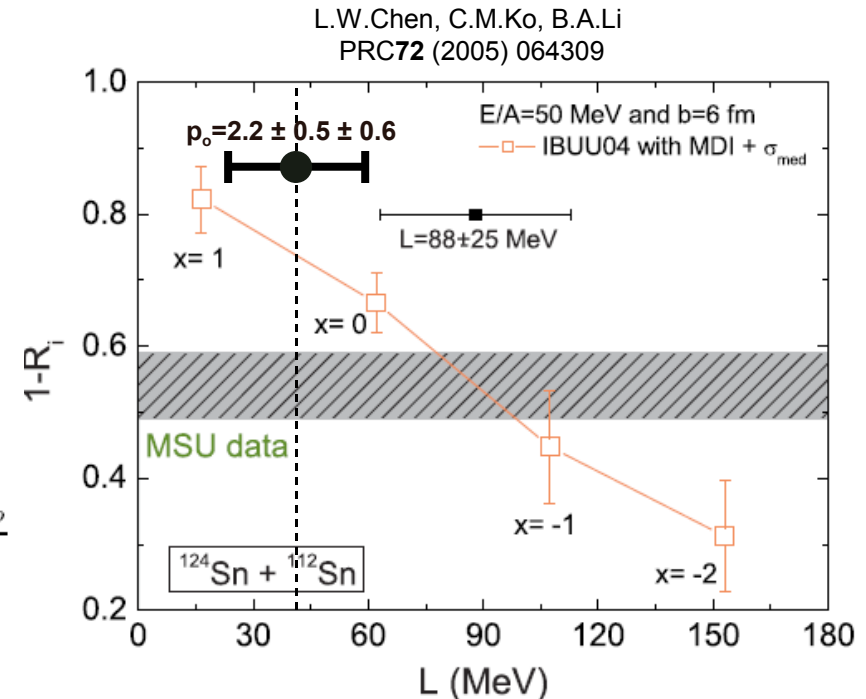
$$L = 3\rho_0 \left. \frac{\partial E_{\text{sym}}(\rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0}, \quad p_0 = \rho_0^2 \frac{dS(\rho)}{d\rho}$$

$$K_{\text{sym}} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 E_{\text{sym}}(\rho)}{\partial^2 \rho} \right|_{\rho=\rho_0}, \quad \Delta K_0 = 9\rho_0^2 \frac{d^2 S(\rho)}{d\rho^2} = 9 \frac{dp_0}{d\rho}$$

związek między współczynnikami liniowymi obydwu parametryzacji:

$$p_0 = \frac{L\rho_0}{3}$$

Stopień dyfuzji izospinu w zderzeniach ciężkich jonów (mierzony parametrem  $R_i$ )



przedział dopuszczalnych teoretycznie wartości  $L = -50, \dots, +200$  MeV przekłada się na  $p_0 = -1.6, \dots, +10$  MeV/fm<sup>3</sup>

wartość  $p_0 = 2.2 \pm 0.5 \pm 0.6$  MeV/fm<sup>3</sup> jest równoważna z  $L = 41 \pm 9 \pm 11$  MeV

# Znaczenie energii symetrii $S(\rho)$ dla współczesnej fizyki jądrowej i astrofizyki

- Jądra egzotyczne:
  - granice stabilności jąder neutrono-nadmiarowych
  - położenie linii oderwania neutronów
  - grubość skórki neutronowej
- Struktura gwiazd neutronowych:
  - rozmiary i skład chemiczny
  - egzotyczne stany materii
  - mechanizmy chłodzenia
  - gęstość przejścia między skorupą, a ciekłym rdzeniem
- Przebieg reakcji z udziałem ciężkich jonów

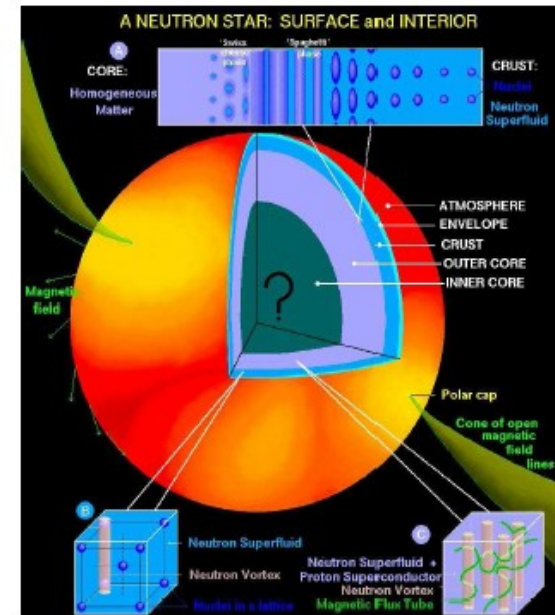
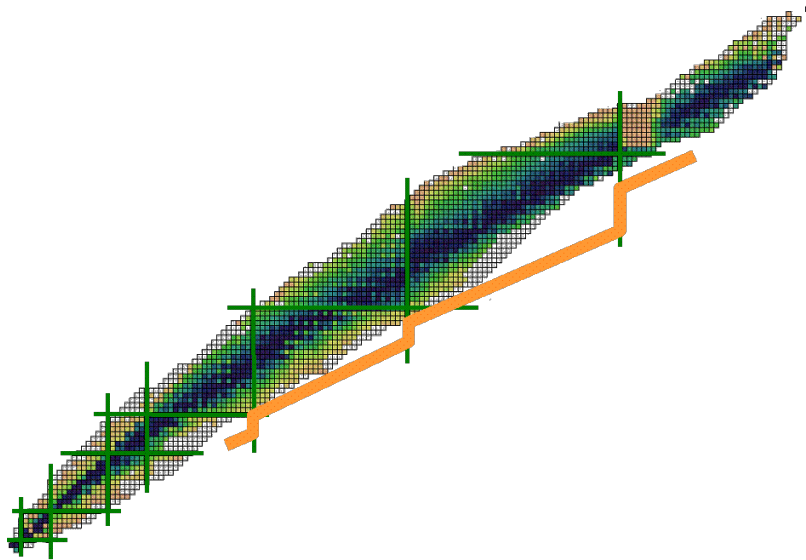


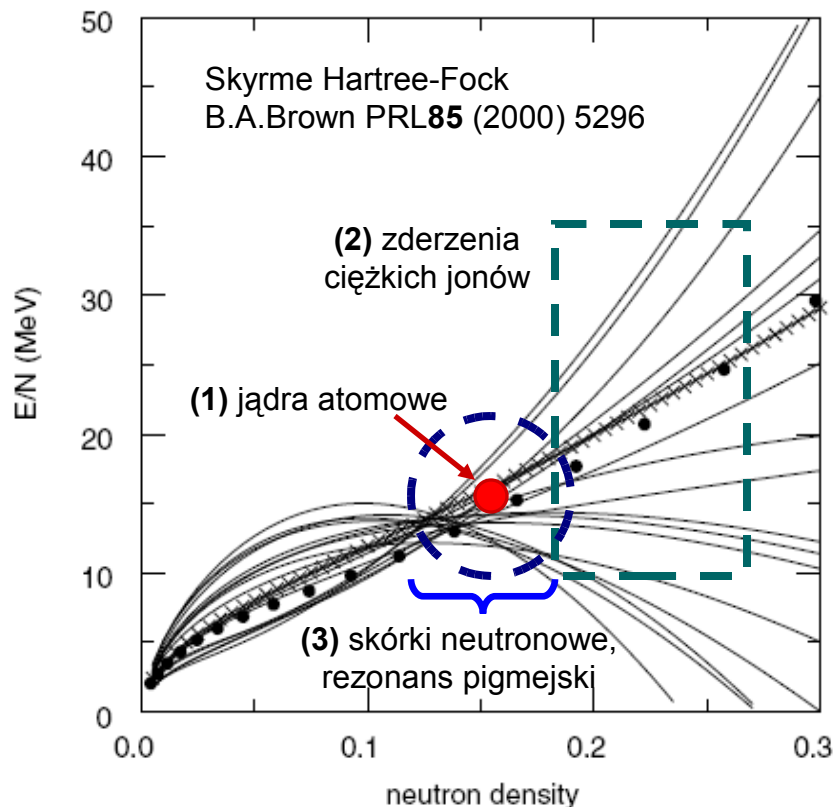
Fig. 3. State-of-the-art rendition of the structure of a neutron star (courtesy of Dany Page).



# Eksperymentalne sposoby narzucenia więzów na zależność energii symetrii od gęstości materii jądrowej $S=S(\rho)$

Modele teoretyczne prawidłowo opisujące własności stanu podstawowego wielu jąder atomowych przewidują odmienne zachowanie energii symetrii

→ brak teoretycznej kontroli nad równaniem stanu neutronowej materii jądrowej



## (1) Masy jąder atomowych:

- energia symetrii w niewielkim otoczeniu gęstości nasycenia  $\rho_0$
- małe wartości parametru asymetrii, np.  $\alpha(^{208}\text{Pb})=0.2$

## (2) Zderzenia ciężkich jonów

prowadzą do wytworzenia kawałków

materii jądrowej o  $\rho > \rho_0$

- stosunki krotności  $\pi^-/\pi^+$
- kolektywne pływy nukleonów (collective flow)

## (3) Grubość skórki neutronowej i kolektywne wzbudzenia dipolowe

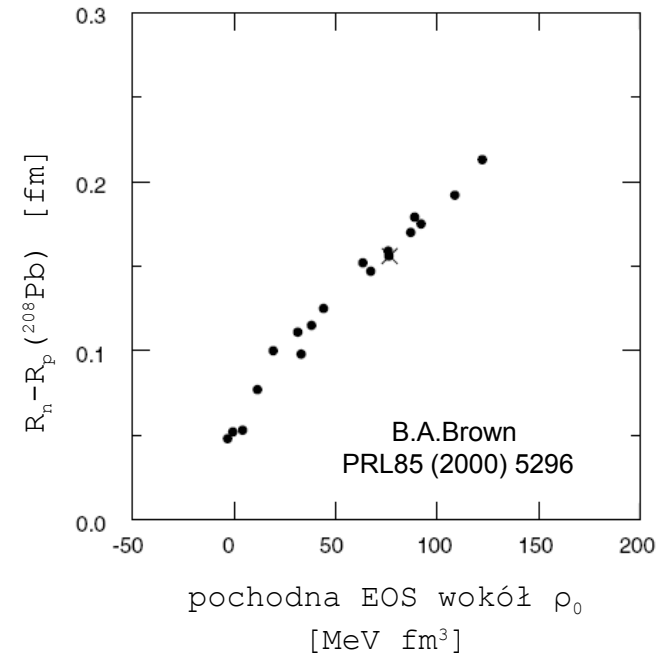
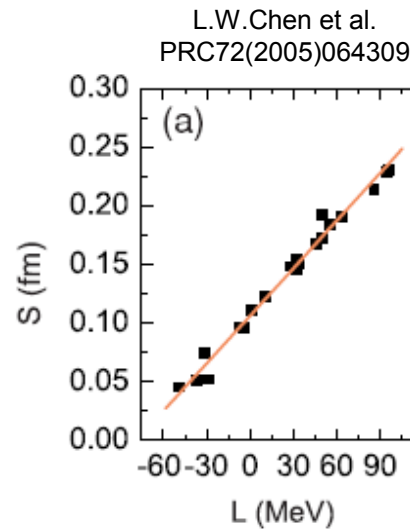
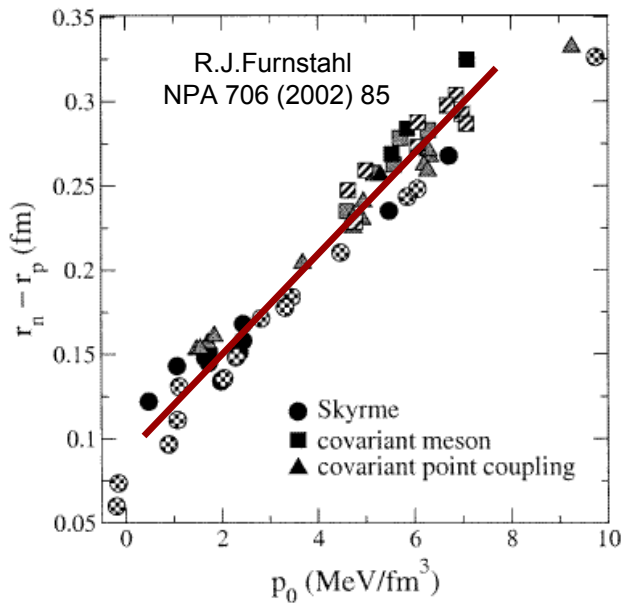
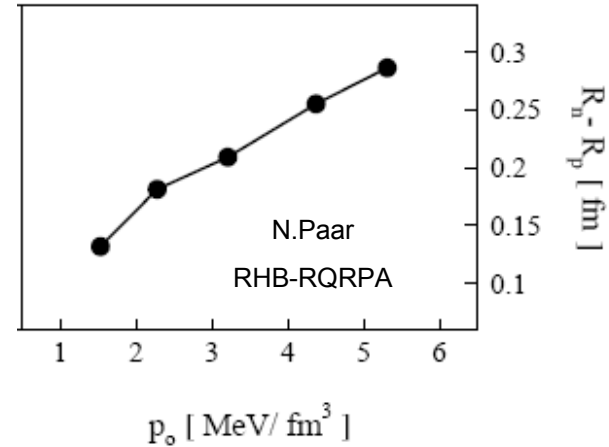
egzotycznych jąder atomowych:

- informacja o pochodnej  $dS/d\rho$  wokół  $\rho_0$

# Związek między grubością skórki neutronowej $^{208}\text{Pb}$ , a pochodną energii symetrii w różnych modelach teoretycznych

$$S_2(\rho) = a_4 + \frac{p_o}{\rho_o^2}(\rho - \rho_o) + \dots$$

$$p_o = \rho_o^2 \frac{dS(\rho)}{d\rho} \qquad p_o = \frac{L\rho_o}{3}$$

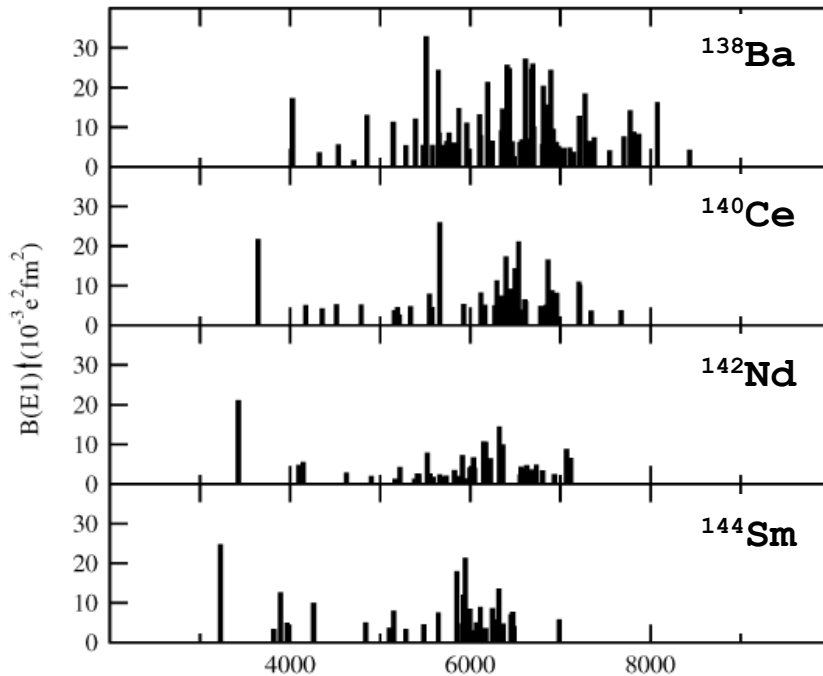


# Rezonans pigmejski w eksperymentach z rozpraszaniem fotonów rzeczywistych

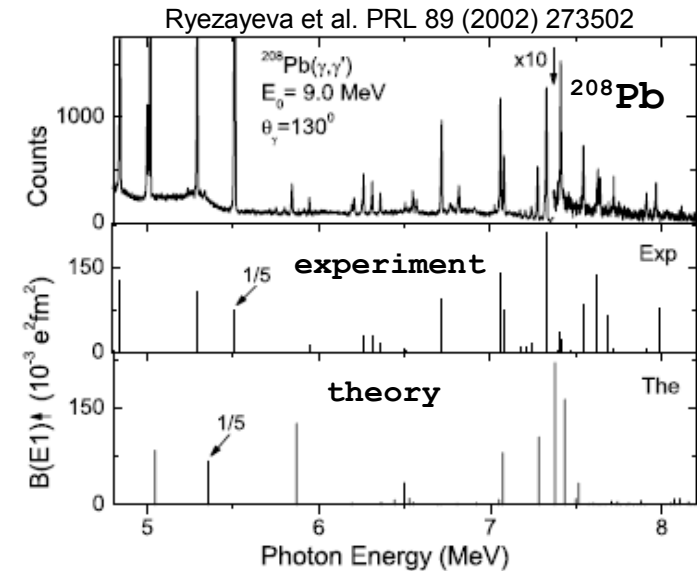
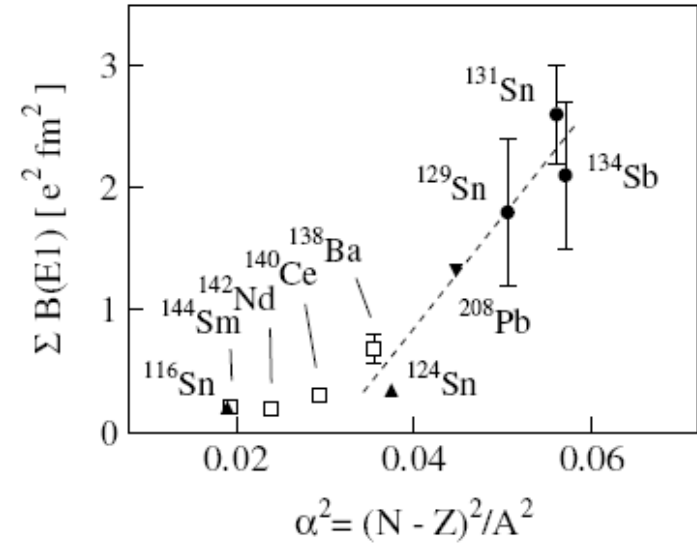
doświadczenia wykorzystujące fotoabsorpcję - reakcja  $(\gamma, \gamma')$

- ograniczone do jąder stabilnych
- przedział energii poniżej progu na emisję neutronu
- wysoka zdolność rozdzielcza

stabilne izotony N=82

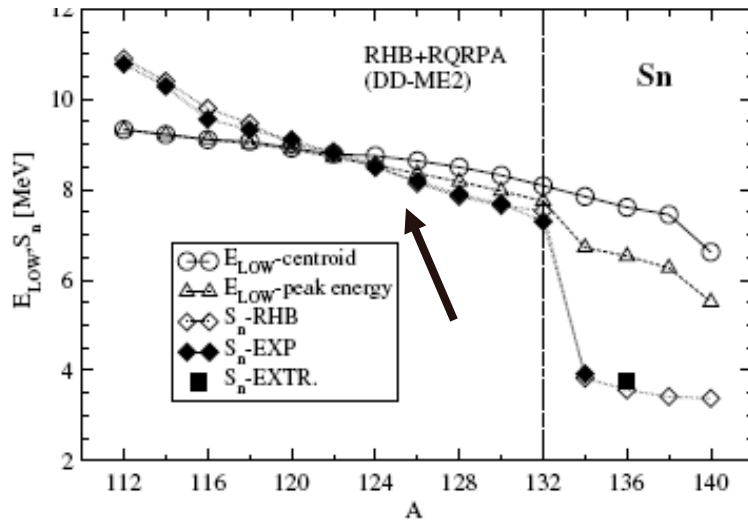
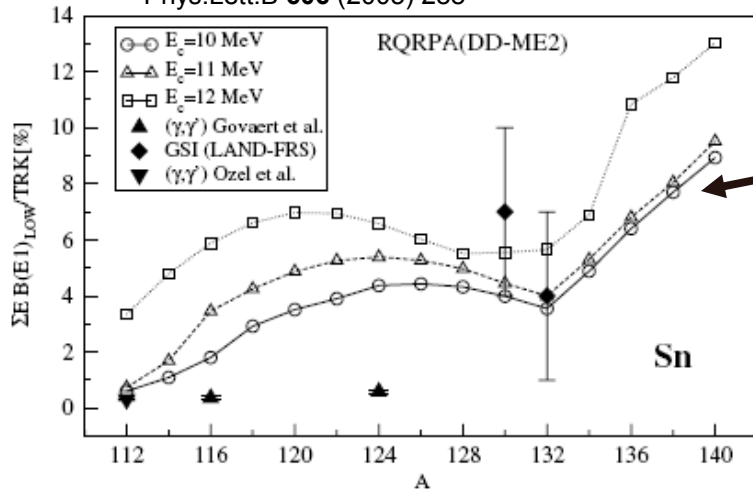


S.Volz et al. NPA 779 (2006) 1 E (keV)  
A.Zilges PLB 542 (2002) 43



# Własności rezonansu pigmejskiego w modelach teoretycznych

N.Paar et al. Rep.Prog.Phys. **70** (2007) 691  
Phys.Lett.B **606** (2005) 288

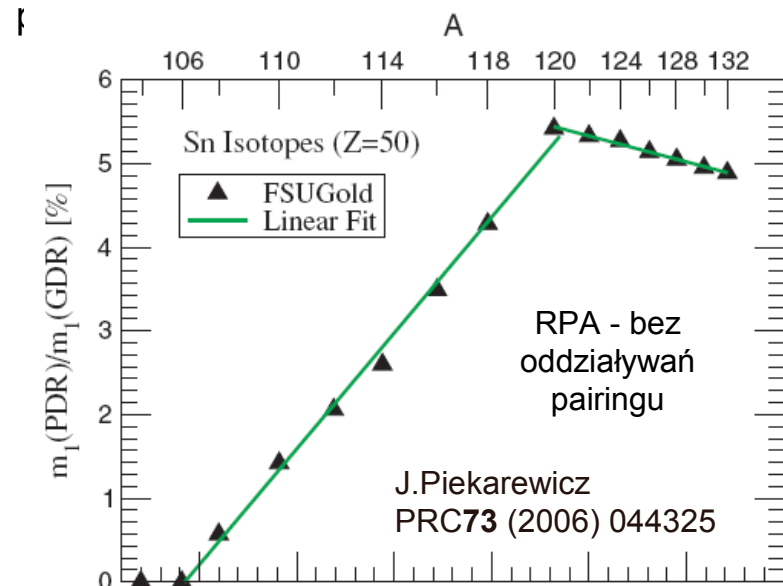


dla <sup>124</sup>Sn i cięższych izotopów rezonans pigmejski leży powyżej progu na emisję neutronu

Wpływ efektów powłokowych i oddziaływania pairingu:

- maksimum funkcji nasilenia dla jąder z częściowo zapełnioną powłoką (rozmycie powierzchni Fermiego prowadzi do zwiększenia prawdopodobieństwa przejść)

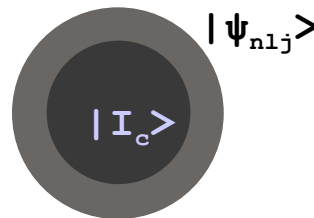
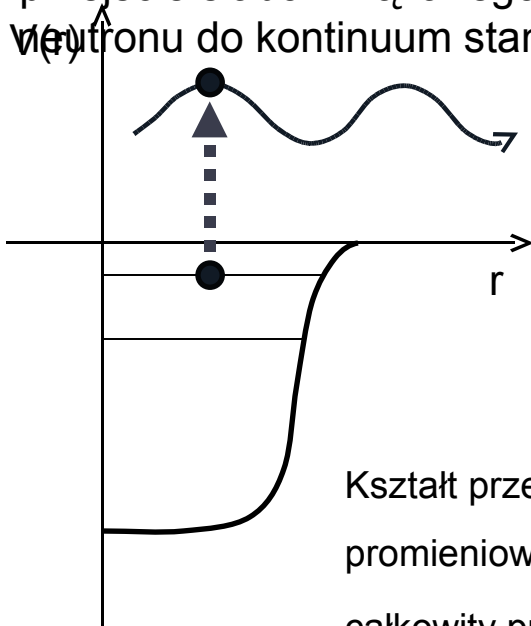
- minimum całkowitej funkcji nasilenia obserwowane dla <sup>132</sup>Sn z zamkniętą powłoką N=82 (ostro zarysowana)



Stopniowe wypełnianie powłoki 1h<sub>11/2</sub> w izotopach od <sup>120</sup>Sn do <sup>132</sup>Sn nie prowadzi do dalszego wzrostu całkowitej funkcji nasilenia

# Nierezonansowe przejścia do kontinuum stanów – "threshold strength"

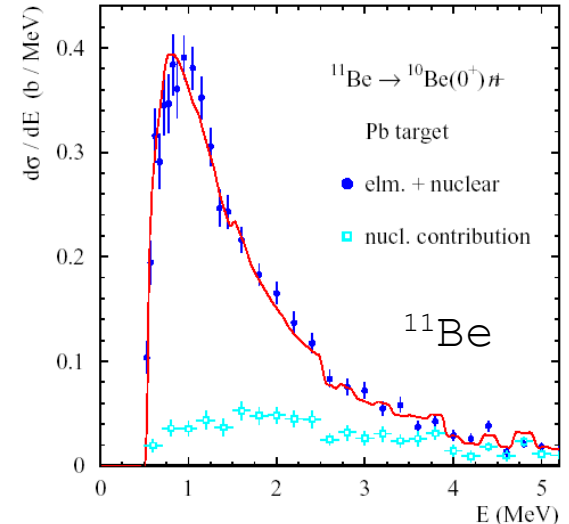
- akumulacja funkcji nasilenia E1 o nierezonansowym charakterze w lekkich jądrach z aureolą
- wyczerpuje kilka % reguły sum
- występuje tuż nad progiem na emisję neutronu
- przejście słabo związanego neutronu do kontinuum stanów



Kształt przekroju czynnego  $\Rightarrow$  moment pędu  $l$   
 promieniowanie  $\gamma \Rightarrow$  identyfikacja stanu rdzenia  $I_c$   
 całkowity przekrój czynny  $\Rightarrow$  czynnik spektroskopowy  $C^2S$

$E$ : energia wzbudzenia (z masy niezmienniczej)  
 $I_c$ : stan rdzenia po rozpadzie  
 $C^2S$ : czynnik spektroskopowy  
 $\Psi_{nlj}$ : funkcja falowa neutronu walencyjnego  
 $\mathbf{q}$ : neutron w kontinuum stanów  
 $rY_{1m}$ : operator przejścia dipolowego

$$\frac{dB(E1)}{dE}(I_c^\pi) = \sum_{nlj} C^2S^2(I_c^\pi, nlj) \sum_m |\langle \mathbf{q} | (Ze/A) rY_{1m} | \Psi_{nlj} \rangle|^2$$



# Relatywistyczny model średniego pola RHB + RQRPA

Jądro atomowe jako układ punktowych cząstek Diraca oddziałujących ze sobą poprzez wymianę mezonów

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_m + \mathcal{L}_{int}.$$

swobodne nukleony:

$$\mathcal{L}_N = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi,$$

swobodne mezony i pole elektromagnetyczne:

$$\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \vec{R}_{\mu\nu} \vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu},$$

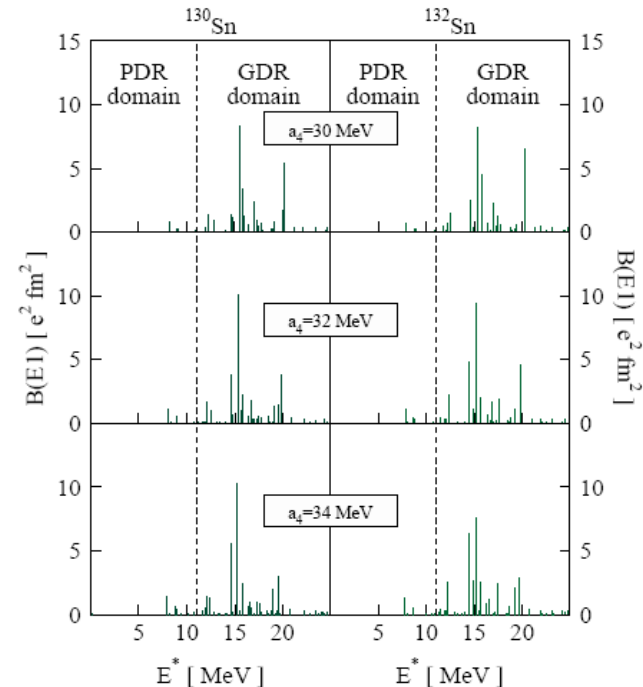
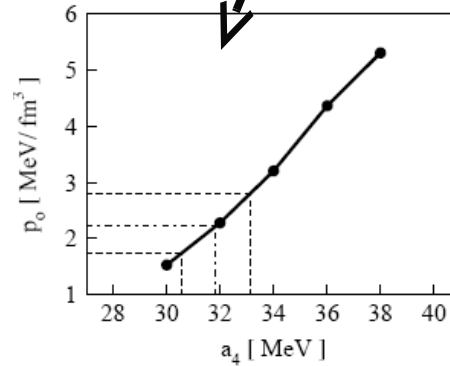
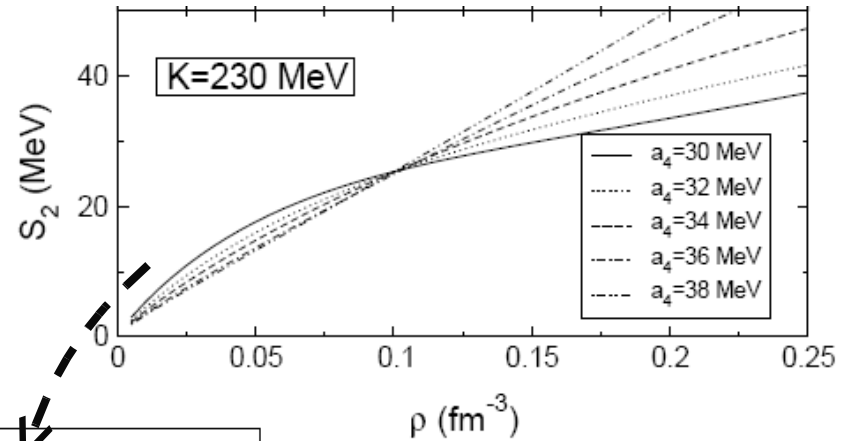
człon oddziaływania:

$$\mathcal{L}_{int} = -\bar{\psi} \Gamma_\sigma \sigma \psi - \bar{\psi} \Gamma_\omega^\mu \omega_\mu \psi - \bar{\psi} \vec{\Gamma}_\rho^\mu \vec{\rho}_\mu \psi - \bar{\psi} \Gamma_e^\mu A_\mu \psi.$$

Równania ruchu dają funkcje falowe, samouzgodnione średnie pole i własności stanu podstawowego

$$(1/2)m_\sigma^2 \sigma^2 + (g_2/3)\sigma^3 + (g_3/4)\sigma^4$$

To samo oddziaływanie efektywne generuje średnie pole, strukturę jednocząstkową jak i oddziaływanie resztkowe p-h



# Reguły sum i własności rezonansu pigmejskiego

Energetycznie ważona reguła sum

$$S_m(\hat{F}) = \sum_n (E_n - E_0)^m |\langle n | \hat{F} | 0 \rangle|^2$$

gdy operator przejścia  $\mathbf{F}$  i oddziaływanie  $\mathbf{H}$  nie zależą od pędu:

$$S_1(\hat{F}) = \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{F}, [\hat{F}, \hat{H}]] | 0 \rangle$$

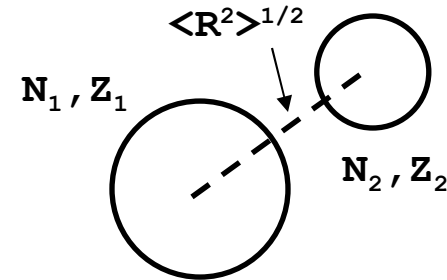
reguła sum Thomas-Reiche-Kuhn TRK:

$$S_1 = \sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = \frac{9\hbar^2}{8\pi m_0} \frac{NZ}{A} \text{ [e}^2 \text{ fm}^2 \text{ MeV]}$$

non-energy weighted cluster sum rule:

$$S_0^{clus} = \frac{3}{4\pi} \frac{Z^2 N_{skin}^2}{A_{core}^2} \langle R_{skin}^2 \rangle$$

$$\langle R^2 \rangle^{1/2} = 0.8 \text{ fm}$$



reguła sum dla klastrow ("cluster sum rule")  
 → dla jąder z dwoma rozłącznymi grupami nukleonów (jądra halo) lub gdy rozkłady B(E1) posiadają dwie oddzielne składowe (PDR+GDR)

$$S_1^{tot}(Z, A) = S_1(Z_1, A_1) + S_1(Z_2, A_2) + S_1^{clus}$$

człon opisujący względny ruch klastrow:

$$S_1^{clus} = \frac{9\hbar^2}{8\pi m_0} \frac{(Z_1 A_2 - Z_2 A_1)^2}{A A_1 A_2}$$

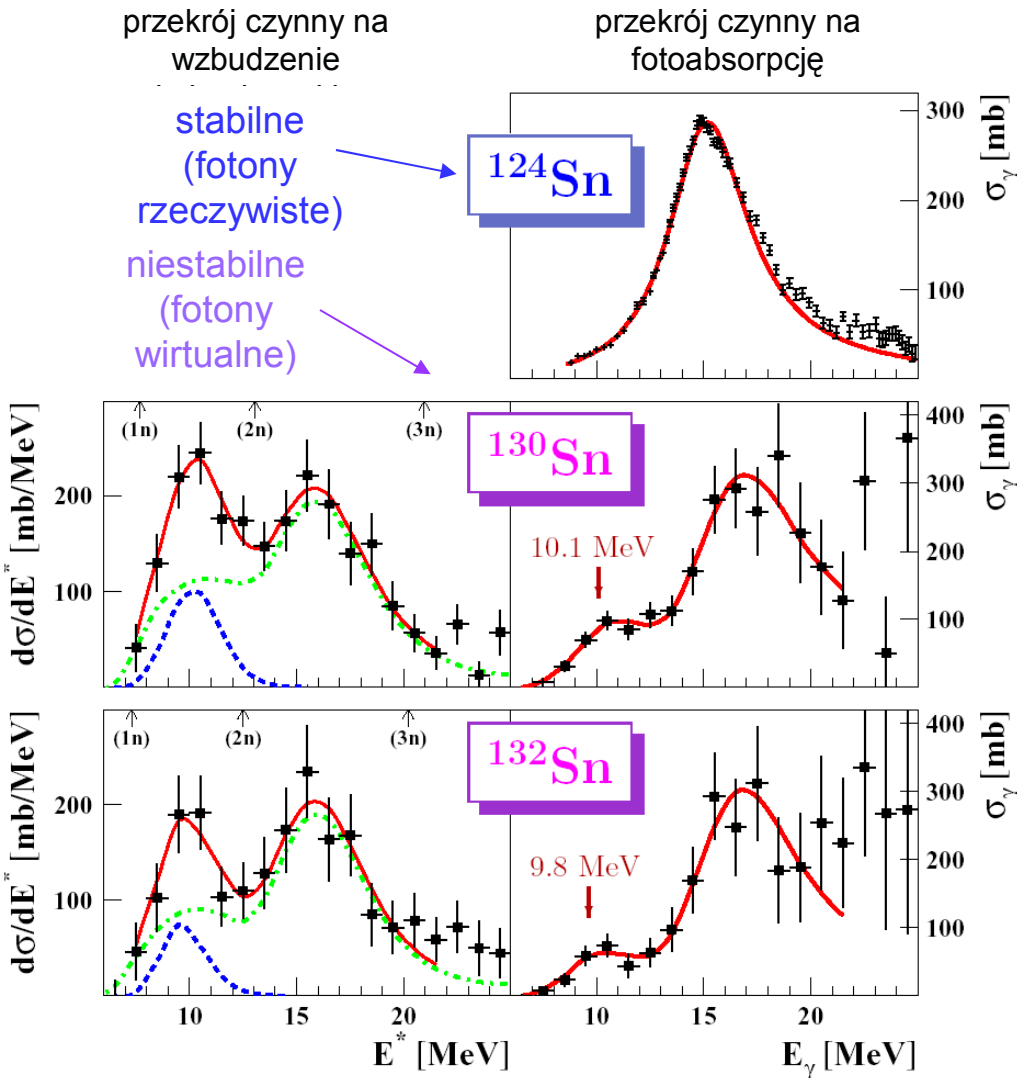
dla wzbudzenia skórki neutronowej (PDR):

$$S_1^{clus} = \frac{9\hbar^2}{8\pi m_0} \frac{Z^2 N_{skin}}{A A_{core}}$$

$$N_v = f \frac{NA}{Z + fN} \longrightarrow \sim 10$$

# Wyniki dla parzysto-parzystych izotopów Sn

P. Adrich et al. PRL 95 (2005)132501



A	PDR		GDR		
	$E_{\text{centr}}$ [MeV]	reguła sum [%]	$E_{\text{centr}}$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	reguła sum [%]
<sup>124</sup> Sn	-	-	15.3	4.8	116
<sup>130</sup> Sn	10.1 (0.7)	7.0 (3.0)	15.9 (0.5)	4.8 (1.8)	145 (19)
<sup>132</sup> Sn	9.8 (0.7)	4.0 (3.1)	16.1 (0.8)	4.7 (2.2)	125 (32)

## PDR

- położony wokół 10 MeV energii wzbudzenia
- wyczerpuje kilka % reguły sum TRK
- w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi

## GDR

- w zgodzie z systematyką dla stabilnych jąder atomowych

P. Adrich et al. PRL 95 (2005)132501