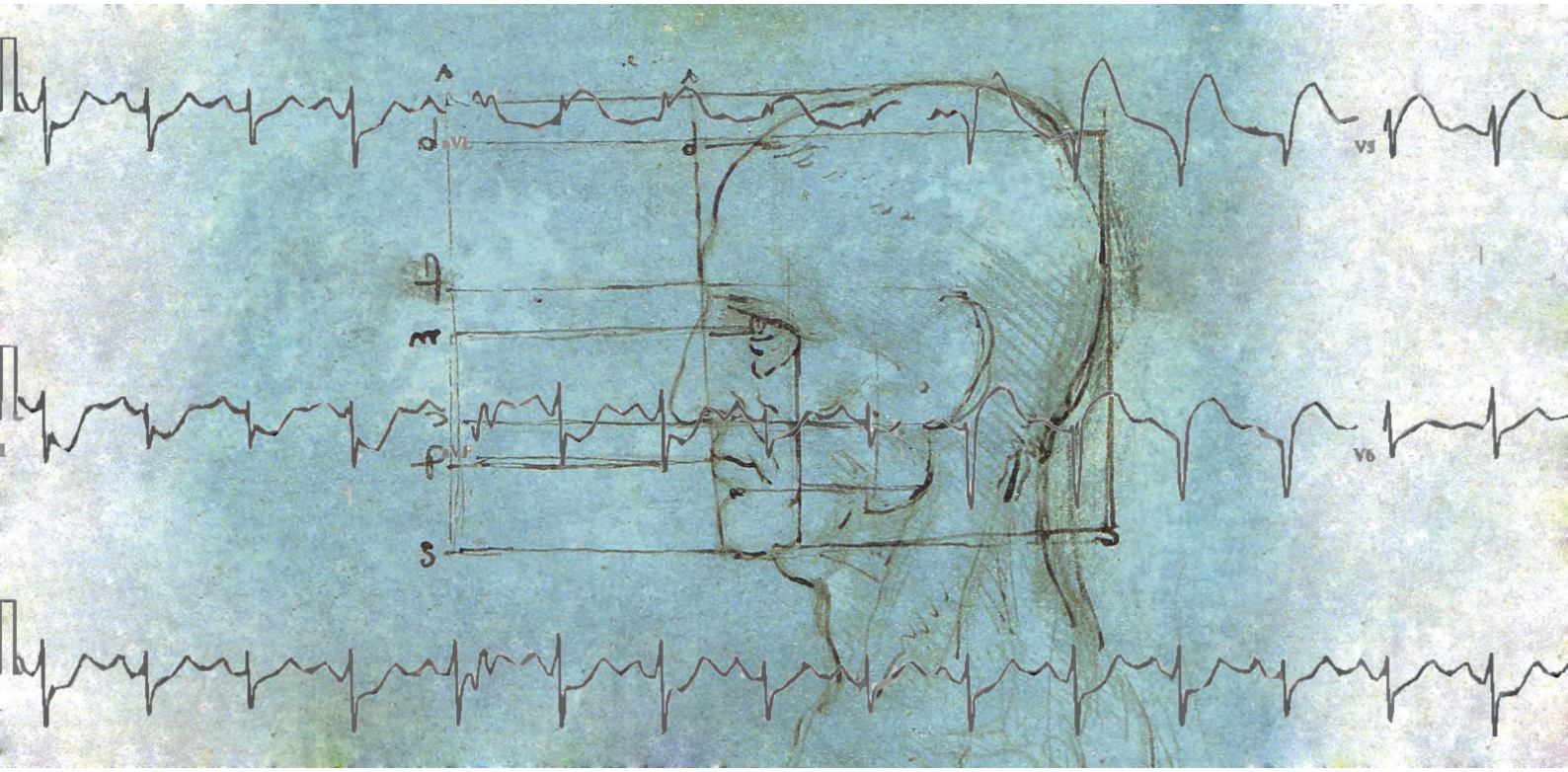


Fizyka promieniowania jonizującego

wykład

Bogumił Linde

Gdańsk, 2014

Wydział Matematyki, Fizyki i Informatyki
Uniwersytetu Gdańskiego

Skrypt powstał w ramach projektu „Kształcimy profesjonalistów – kompleksowy program kształcenia skierowany do studentów, absolwentów oraz studentów niepełnosprawnych Uniwersytetu Gdańskiego” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach środków Europejskiego Funduszu Społecznego.

KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIWERSYTET GDAŃSKI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY

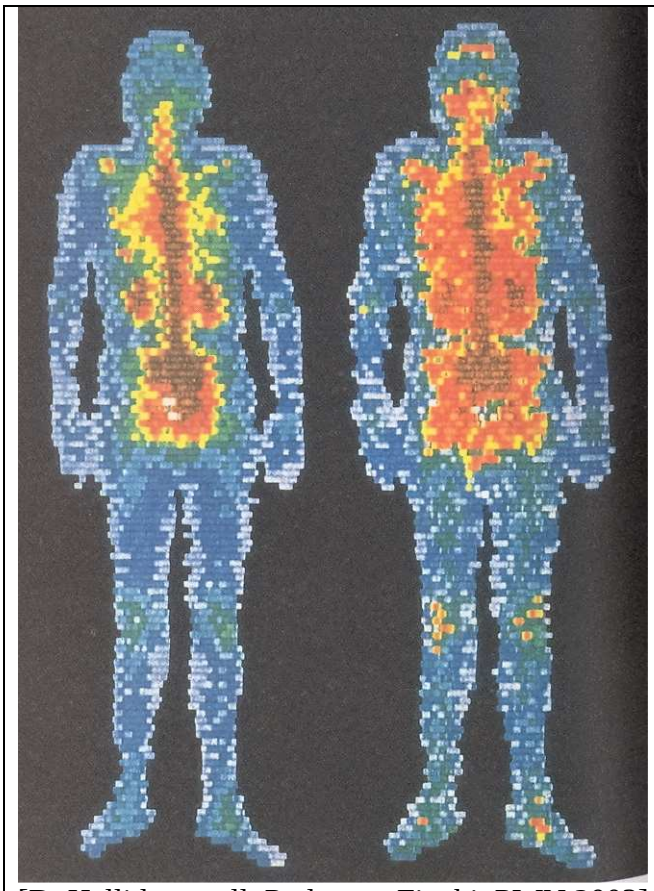
Fizyka promieniowania jonizującego

Nauka o: budowie, własnościach i zjawiskach zachodzących w jądrze atomowym.

Wstęp historyczny.

Koniec XIX w – najmniejsza niepodzielna cząstka - atom.

1895/6 – odkrycia promieni katodowych (J. Plücker - 1858),
- J.J. Thomson (e/m) i rentgenowskich - W.C. Roentgen,
1897 - odkrycia elektronów - J.J. Thomson


[D. Halliday at all. Podstawy Fizyki, PWN 2003]

1896 – odkrycie promieniotwórczości naturalnej – H. Becquerel
1903 - Nagroda Nobla

1898 – wykrycie poloni i radu – M. i P. Curie,

Elementy wspólne wszystkich pierwiastków – e, α, β, γ.



1904 – 1909- I-szy model atomu – Thomson (10^{-10}m) - ciasto z rodzynkami.

$$E = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2e}{R^3}r \qquad (0 \le r \le R) \qquad \rightarrow$$

$$F = (-e)E = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2e^2}{R^3}r = -kr$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2e^2}{mr^3}} \qquad \rightarrow$$

$\lambda = 6.000\text{Å} \rightarrow \omega \approx 3 \cdot 10^{15}\ s^{-1}$.

$$R = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{(m\omega)^2}\right)^{1/3} \approx 3 \times 10^{-10}\ [m]$$

↔ rozpraszanie α –1909 r,

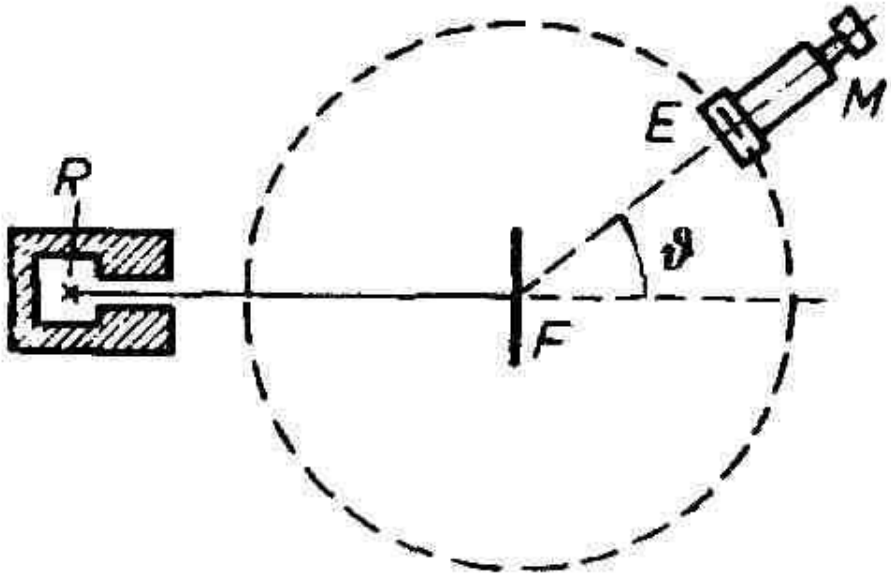
1911 – odkrycie promieniowania kosmicznego – V.F. Hess,

1911! – model jądrowy Rutherforda.



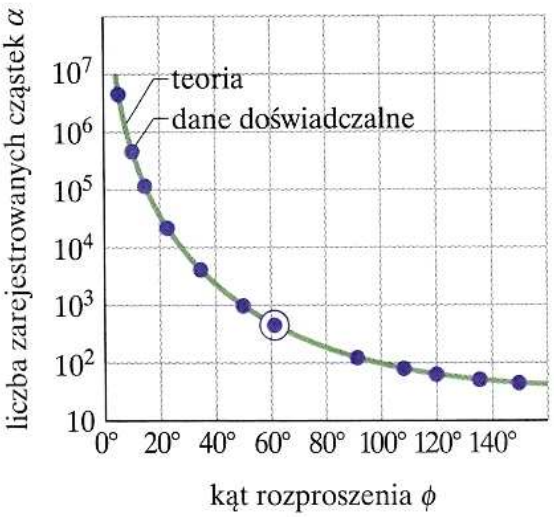
MODEL JĄDROWY Rutherforda ($r = 10^{-14}$ + e – $r = 10^{-10}$m) –
Narodziny Fizyki Jądrowej!

Rys. 12.2. Doświadczenia zaproponowane przez Rutherforda a prowadzone przez Hansa Geigera i Ernesta Mardsena. (R – rura z radonem, F – złota folia, E – ekran ZnS, M - mikroskop)



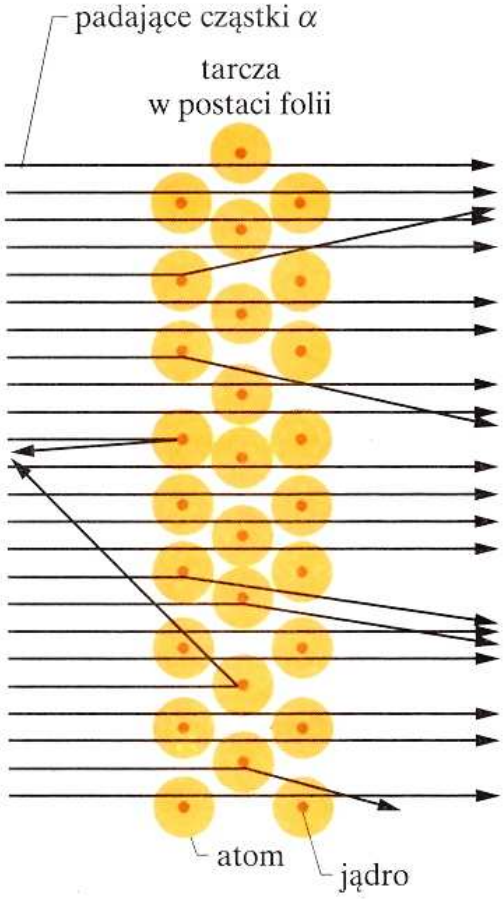
Rys. 14.1

M – mikroskop, R – źródło, F – folia, E – ekran ZnS. [I.W. Sawieliew, Wykłady z Fizyki, PWN 1994]



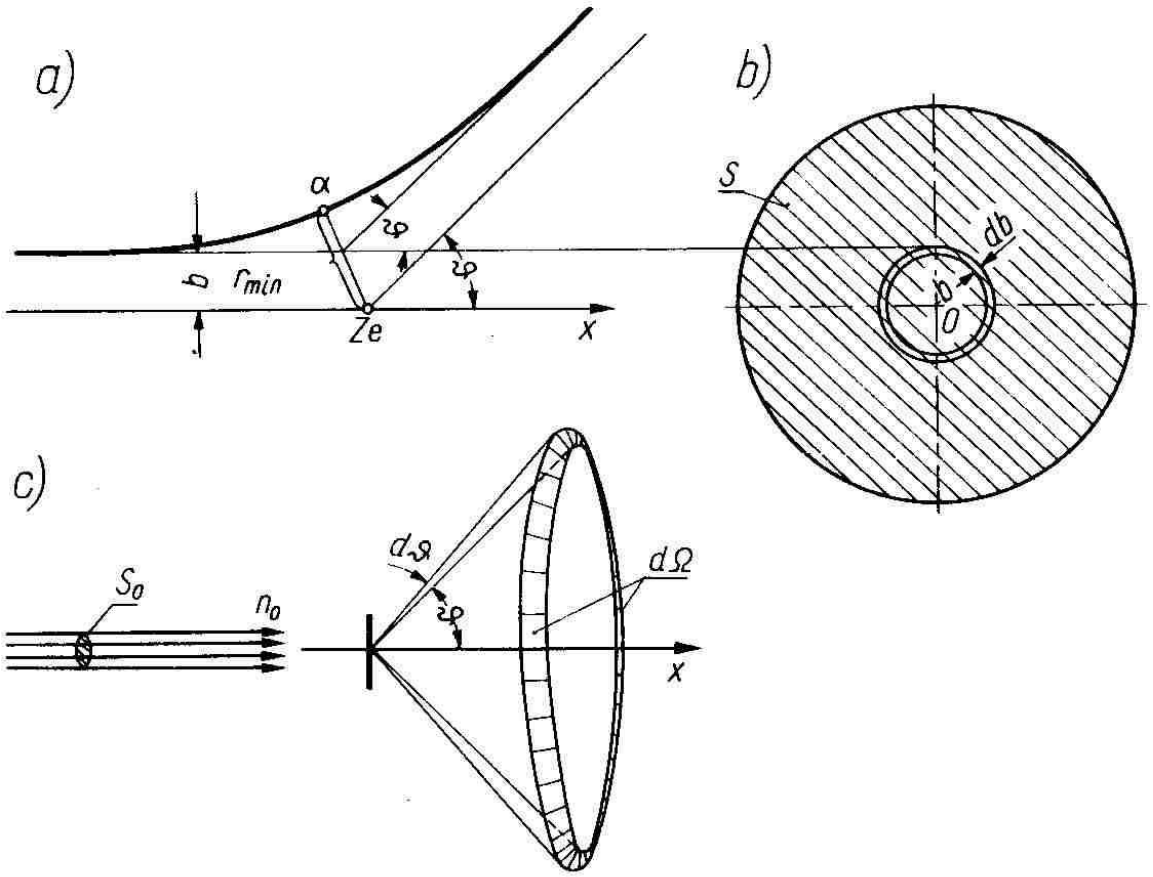
Wykres rozpraszania cząstek α ($_2He^4$) 5,5 MeV na złotej folii v = 10^7m/s. [D. Halliday at all. Podstawy Fizyki, PWN 2003]

Kąt rozpraszania padającej cząstki α zależy od odległości jej toru od jądra atomu. [D. Halliday at all. Podstawy Fizyki, PWN 2003]
→



$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2q_\alpha q_{Au}e^2}{r^2}$$

Rys. 8.1. Tor cząstki α w kształcie hiperboli, b – parametr zderzenia. a – kąt rozproszenia (pomiędzy asymptotami). (Bobrowski) b = 0 – zderzenie centralne



Wzór Rurherforda na rozpraszanie cząstek α:(1913 r.) [Cz. Bobrowski, Fizyka – Krótki Kurs, WNT 1998]

$$\frac{\partial N_\vartheta}{N} = na\left(\frac{Ze^2}{2\pi\varepsilon_0 m_\alpha v^2}\right)^2 \frac{2\pi\sin\vartheta d\vartheta}{4\sin^4(\vartheta/2)} = na\left(\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m_\alpha v^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)}$$

$$\operatorname{ctg}\frac{\vartheta}{2} = 2\pi\varepsilon_0 \frac{mv^2 b}{Ze^2} \quad \rightarrow \quad d\Omega = 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta$$

$$n/[d\Omega\vartheta] = \frac{NZ^2e^4}{16\pi^2\varepsilon_0{}^2(mv^2)^2}\frac{1}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}$$

gdzie:

N = $il_{jąder}$/S, a = grubość folii, N – liczba jąder rozpraszających na jednostkę S, Z – liczba atomowa, ε_0 – przenikalność elektryczna próżni, b – parametr zderzenia ϑ – kąt rozpraszania.

Obliczanie promienia r (zderzenie centralne):

$$E_{k\alpha} = \frac{mv_\alpha{}^2}{2} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{q_\alpha q_{Au} e^2}{r_{min}} =$$

$$\text{dla } Au^{79} - \; r_{min} = \frac{q_\alpha q_{Au} e^2}{2\pi\varepsilon_0 E_{k\alpha}} \approx 4{,}29 * 10^{-14}\text{m}$$

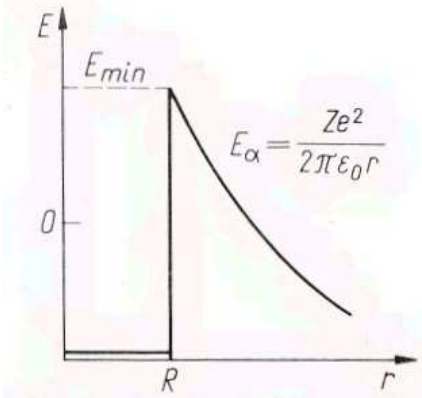
Z = 79, v = 10^7 m/s, m_α = 4 1,66 10^{-27} kg = 6,6 10^{-27} kg

TABELA 8.1

Tablica 8.1
Promienie jąder niektórych pierwiastków wyznaczone metodą rozpraszania cząstek α

Pierwiastek	E_{min} MeV	$10^{15} R$ m	$10^{15} R_0$ m
He	2,4	2,4	1,5
Li	3,3	2,6	1,4
Be	4,0	2,9	1,4
B	4,5	4,2	1,4
C	5,1	3,4	1,4
N	5,6	3,6	1,4
Mg	8,5	4,0	1,4
Al	9,0	4,1	1,4

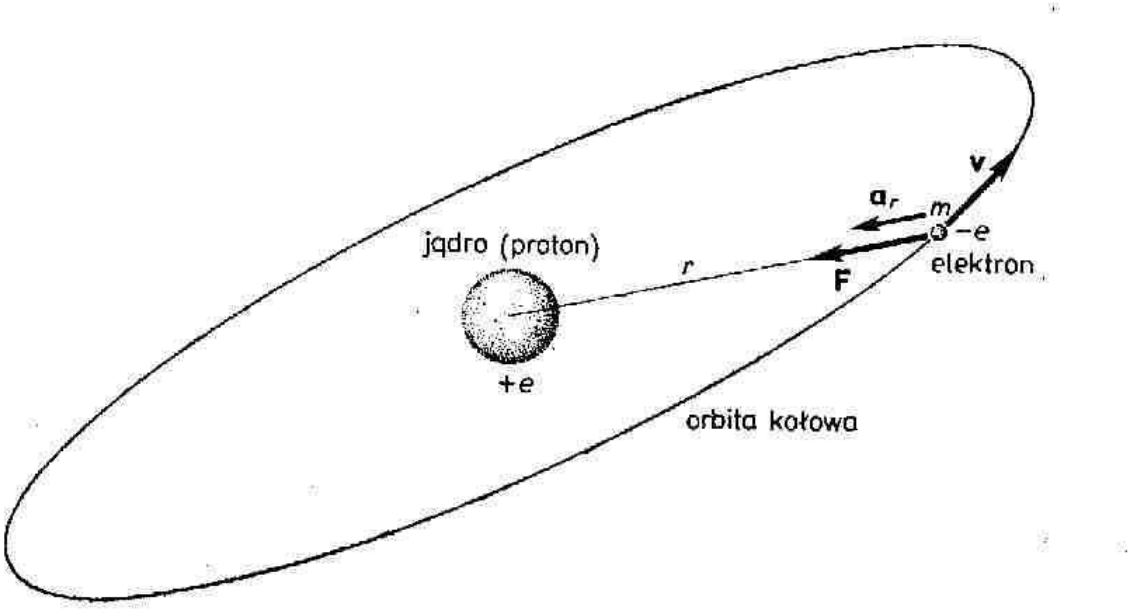
[Cz. Bobrowski, Fizyka – Krótki Kurs, WNT 1998]



Rys. 8.2. Przebieg energii potencjalnej cząstki α w polu kulombowskim jądra

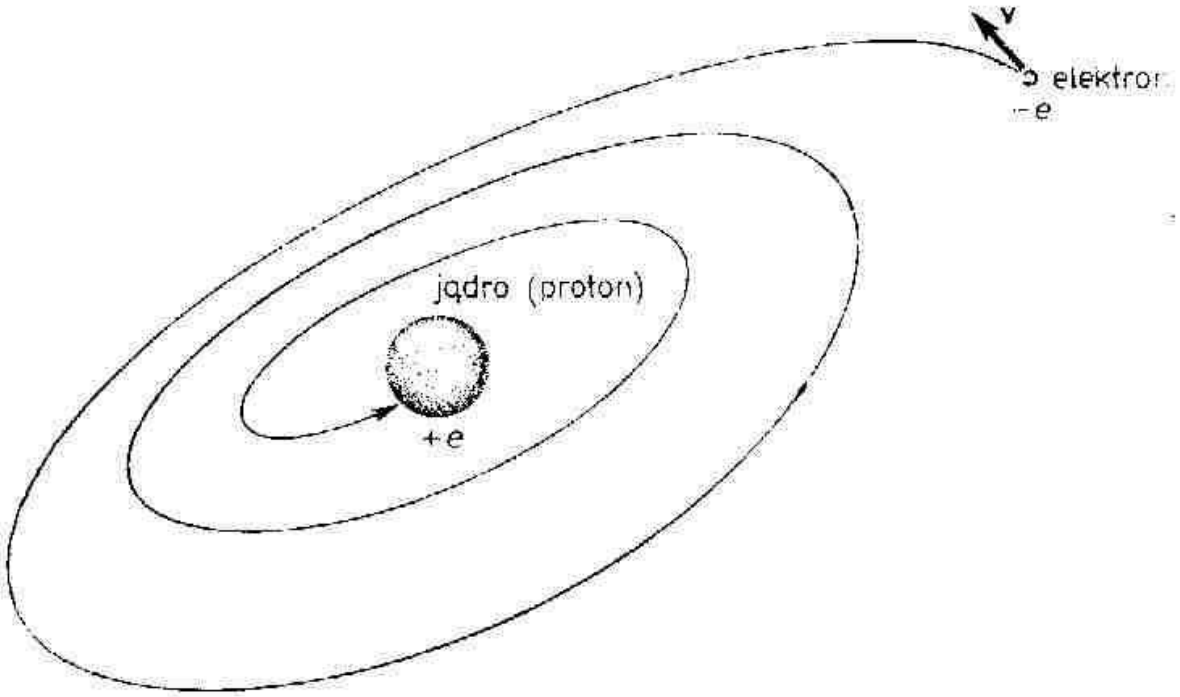
[Cz. Bobrowski, Fizyka – Krótki Kurs, WNT 1998]

Stabilność ? (mechanika klasyczna)↓



Rys. [V. Acosta at all., Podstawy Fizyki Współczesnej, PWN 1981]

Sprzeczności - 2



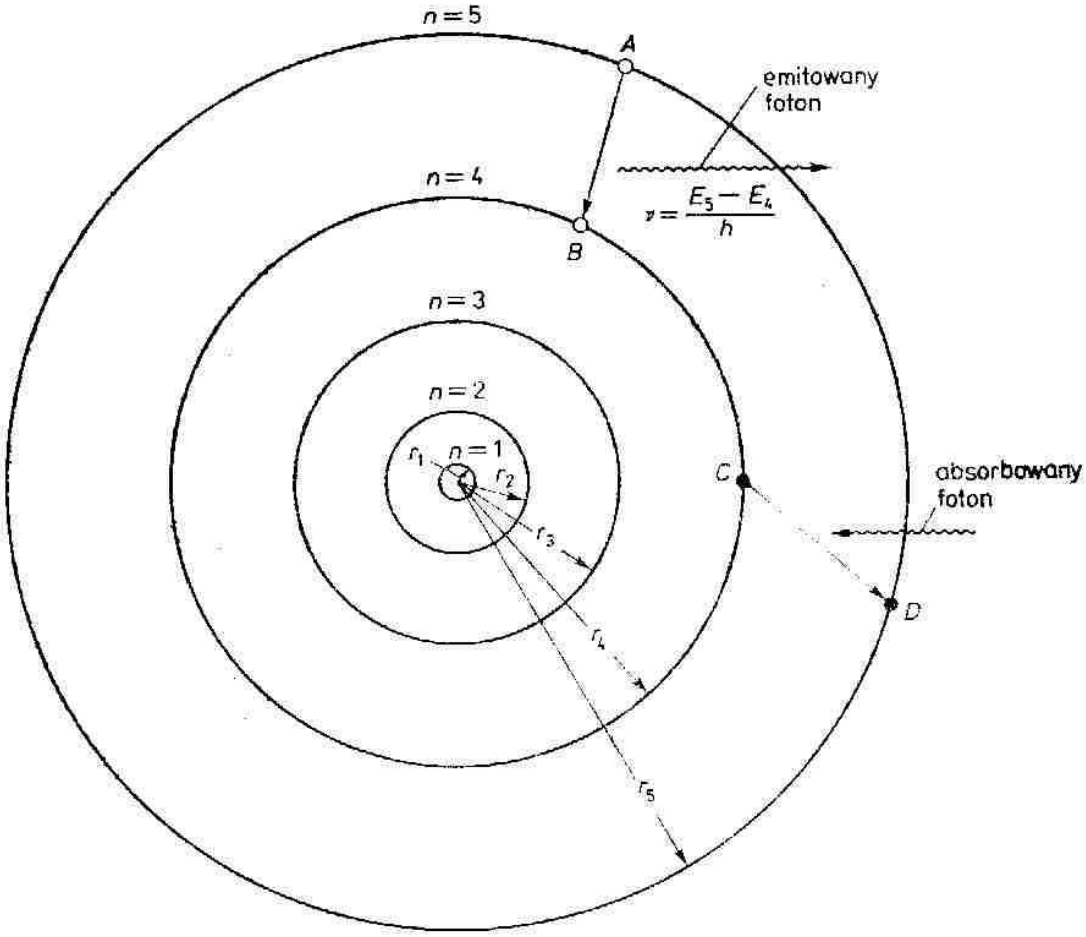
Rys. [V. Acosta at all., Podstawy Fizyki Współczesnej, PWN 1981]

Model Rutherforda sprzeczny z prawami elektrodynamiki – brak stabilności? widmo ciągłe? ⇔ stabilność atomów!

i widma dyskretne!

1913 - Kwantowy model N. Bohra

Postulaty Bohra - orbity stacjonarne –



Rys. [V. Acosta at all., Podstawy Fizyki Współczesnej, PWN 1981]

I. Stacjonarne orbity:

$$m_e v r = n\hbar$$

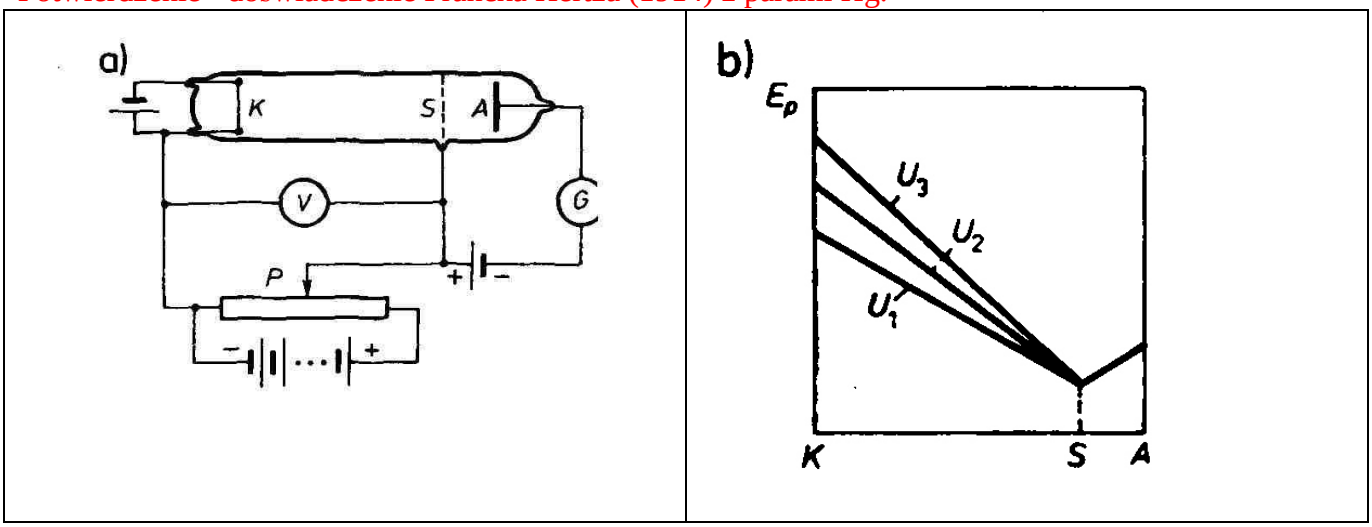
gdzie:

m - masa el., v – jego prędkość, ħ = 1,05 10^{-34}Js, n – główna liczba kwantowa.

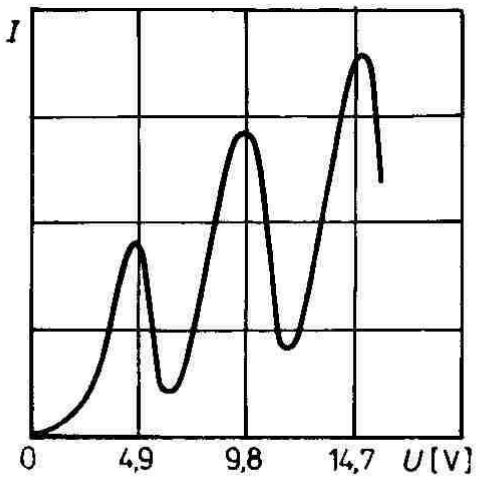
I. $p r = n\hbar$; $\quad r_n = \frac{n^2\hbar^2}{Zm_e e^2}$; $\quad E_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{Ze^2}{2}\frac{1}{r_n}$

II. $\Delta E = h\nu$; $\quad \hbar\omega = E_n - E_m$;

Potwierdzenie - doświadczenie Francka Hertza (1914) z parami Hg.



Rys. a - układ doświadczalny, b – zmiany $E_p = -eV$ w obszarze pomiędzy elektrodami K i S dla różnych U, U_{SA} = 0,5V. [$E_p = -eV$ – E potencjalna e w odpowiednim punkcie pola o potencjale V.], [I.W. Sawieliew, Wykłady z Fizyki, PWN 1994]



Rys. 15.2

Rys. Dowód istnienia dyskretnych poziomów energetycznych w atomie. [I.W. Sawieliew, Wykłady z Fizyki, PWN 1994]

$$\Delta E_1 = E_2 - E_1 \sim 4{,}9\ \text{V}\quad \Delta E_2 = E_3 - E_1 \ldots \Delta E_2 \sim 6{,}7\ \text{V itd.}$$

4,9V – pierwszy potencjał wzbudzenia atomu rtęci.

Emisja fotonu (10^{-8} s) - $\omega = \Delta E_1/\hbar \quad \rightarrow \quad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{hc}{hf} = \frac{hc}{eV_0} = 253\text{nm}$

$$\omega_{nm} = T(m) - T(n) = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2} \quad (n > m),\ n \rightarrow m$$

gdzie:

T(m) –term stanu m, R – stała Rydberga.

zgodnie z II postulatem BOHRA

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} = \left(-\frac{E_m}{\hbar}\right) - \left(-\frac{E_n}{\hbar}\right) \quad \rightarrow \quad T_n = -\frac{E_n}{\hbar}$$

Ulepszenia: ruch jądra wokół wspólnego środka mas, orbity eliptyczne – struktura widm, normalne zjawisko Zeemana.

Bohr! - śmiały skok myślowy
– ale dlaczego należy odstąpić od zasad fizyki klasycznej???

1926 - Heisenberg i Schrödinger – mechanika kwantowa
(brak toru) – prawdopodobieństwo!
$\Delta p\, \Delta r \geq \frac{1}{2} \hbar$

Funkcja falowa (ff) – opisująca stan mikrocząsteczki - Prawdopodobieństwo istnienia elektronu w pewnym punkcie
Postać funkcji – rozwiązanie R.Sz.

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + (E - U)\Psi = i\hbar\frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi p}{h} = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2mE_k} = \frac{2\pi}{h}\sqrt{2m(E - U)} \rightarrow$$

$$\nabla^2\Psi + k^2\Psi = 0$$

Procesy jądrowe – Gamow 1928r. – kw.-mech teoria rozpadu α.

Zasada Heisenberga (1927) nie pozwala spaść elektronowi na jądro! Ocena promienia I orbity

$\Delta p\, \Delta r \geq \frac{1}{2} \hbar$ $\qquad$ $\Delta E\, \Delta \tau \geq \frac{1}{2} \hbar$

$E_{min} \rightarrow r = 0$ i $p = 0$

przy szacowaniu $E_{min} \rightarrow \Delta r \approx r;\ \Delta p \approx p \rightarrow$

$r\, p_r = \hbar$ $\qquad$ $p_r = \hbar/r$

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r} \quad \text{i} \quad E = \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r} \quad (20.5)$$

$E_{min} \rightarrow$

$$\frac{dE}{dr} = -\frac{\hbar^2}{mr^3} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r^2} = 0 \quad \rightarrow$$

$$r = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} \quad \text{I orbita bohrowska} \quad (20.6)$$

$$E_{min} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{me^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}\right) - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{me^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0{}^2\hbar^2}$$

E_I poziom borowski dla $Z = 1$

1919 - 1. Budowa spektrometru – Aston – odkrycie izotopów
2. Wykrycie (+) PROTONU – Rutherford

$\alpha + {}_7N^{14} \rightarrow {}_1H^1 + {}_8O^{17}$, 1836,1 m_e – H* = proton

Nowy model jądra:

A protonów + (A – Z) elektronów +
+ Z elektronów (10^{-10}m)

m_A ~ A, ładunek ~ Z ale e ??? i →

Własny moment pędu – spin $s_e = \hbar/2$,
Moment magnetyczny – M_B.

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9{,}27 \cdot 10^{-24}\,\frac{J}{T} = 3{,}1 \cdot 10^{-14}\,\frac{MeV}{T}$$ -magneton Bohra

1925 r. – spin (Goudsmit i Uhlenbeck)
(wyjaśnienie subtelnej struktury promieniowania atomów)

Spin protonu: (struktura nadsubtelna widm)

s_p - [ħ/2], $\mu_p = 2{,}79\ \mu_J$, $\mu_J = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5{,}05 \cdot 10^{-27}\,\frac{J}{T}$ – $\frac{M_B}{\mu_J} = 6{,}5 \cdot 10^2$

$|\mu_{jąder}| \approx |\mu_J| << M_B$,

Deuteron – I = ħ?, (a powinno ½ lub 3/2 ħ – [2p, 1e])

Model protonowo-elektron. – (ħ/2, 3ħ/2) – elektron – nie!

1930 – Bethe i Backer - α + (Be, Li) → promieniowanie
słabo pochłaniane w Pb

1932 - Joliot-Curie – wybijanie jądra odrzutu, podczas zderzeń.

1932 - γ?

1932 – Chadwick
zasady zachowania E i p!- NEUTRON

$m_n + 1838{,}6\ m_e$; $m_n = m_p + 2{,}5\ m_e$.

${}_4Be^9\,(\alpha, n)\,{}_6C^{12}$

n > p + e → ZSSR Kanada USA
n → p + e + E (1950r: Spiwak, Sosnowski, Robson , Schnell)

$T_{1/2}$ = 11 min, s = ½(ħ), μ_n = - 1,91 μ_J – 1-sza nietrwała cząstka!
1950r – Siwak, Sosnowski, Robson, Schnell.

Heisenberg, Iwanienko
model protonowo – neutronowy - NUKLEONY

– 2000 jąder.

Dla jąder β stabilnych:

Lekkie – A - Z = N = Z
$_2He^4$, $_3Li^7$, $_4Be^9$, $_5B^{10}$…

Ciężkie – A – Z = 1,5 Z

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015 \cdot A^{2/3}}$$

Nadmiar n → e^-

p → e^+

1928 – Dirac - e^+ - POZYTON (teoria),

odkrycie e^+ –

Anderson 1932 (promieniowanie kosmiczne),

Joliot Curie 1934 – laboratorium (sztuczna promieniotwórczość: α + jądra lekkie).

1931 – Pauli teoretyczne przewidział NEUTRINO ν.

Z = 0; s = ħ/2; $m_\nu \approx 0$, $\mu_\nu \approx 0$ - $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$,

$p \rightarrow n + e^+ + \nu$,

Kosmologia – rozszerzanie się i kurczenie wszechświata.

Wykrycie – F. Reines i C. Cowan 1956r.

1938 – WYCHWYT e - K – Alvarez; $p + e \rightarrow n + \nu$;

1938 – ROZSZCZEPIENIE: Otto Hahn i Fritz Strassman.

$_{92}U^{235} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{236} \rightarrow {}_{56}Ba^{141} + {}_{36}Kr^{92} + 3\,{}_0n^1 + E$

→ Reakcja łańcuchowa + E.

XII. 1942 – Reaktor Jądrowy – USA E. Fermi, (1946 ZSRR)

16.03.45 wybuch 1 bomby – Almagordo stan N. Meksyk.

Rys.



”Teraz stałem się śmiercią, niszczycielem światów”- [Internet]

[Robet Oppenheimer]

[http://freeisoft.pl/2011/02/fotografie-z-eksplozjami-bomby-atomowej-34-szt/]

Dyrektor naukowy Projektu Manhattan – trwającego w czasie II wojny światowej przedsięwzięcia mającego na celu opracowanie pierwszej broni atomowej. Z tego powodu jest nazywany *ojcem bomby atomowej*..

W 1964 r. prezydent John F. Kennedy przyznał mu nagrodę Enrico Fermiego.

1953 – bomba termojądrowa ZSSR, 1954 - USA

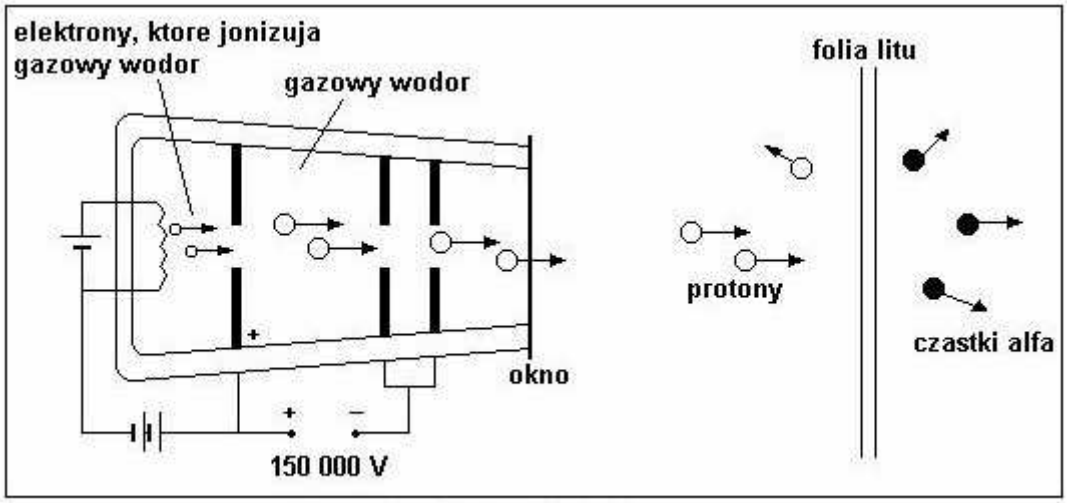
Badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową.

$$ {}_1H^2 + {}_1H^2 \rightarrow \begin{matrix} {}_2He^3 + {}_0n^1 \\ {}_2He^2 + {}_1p^1 + 4{,}03\ MeV \end{matrix} $$

$$ {}_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2H^4 + {}_0n^1 + 17{,}6\ MeV $$

$$ E_{1kgD} = E_{4kgU} = E_{8\ mln\ kg\ C} $$

1932 - akcelerator protonów – Cockroft & Walton +



Generator Cockcrofta-Waltona

W roku 1932 dwaj naukowcy John Douglas Cockcroft (1897-1967) i Ernest Thomas Walton (ur. 1903) zbudowali urządzenie, dzięki któremu mogli przyśpieszać naładowane cząstki. Urządzenie składało się z pojemnika z gazowym wodorem. Wodór ostrzeliwany był elektronami, które powodowały jego jonizację. Powstawały wolne protony, które następnie były przyśpieszane różnicą potencjałów (0,15 MV). Rozpędzone protony padały na cienką folię litu i powodowały emisję cząsteczek alfa zgodnie ze wzorem reakcji:

$$ {}_{2}^{1}H + {}_{3}^{7}Li \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{2}^{4}He \qquad (1) $$

Każda z tych cząsteczek alfa uzyskiwała energię 8,6 MeV.[library.thinkquest.org]

p + Li → rozszczepienie: → e, D, α → N, O, Ne, i in.

→ twarde γ i szybkie n.

1944/45 - W.I.Weksler, Mac Millan – zasada samo-ogniskowania.

Dubna E_p – 10 GeV (1957) Cern i USA – 30 GeV (1959/60)

Sierpuchowo E_p – 76 GeV (1967); Batawia (USA) – 200 (1972)
– 400 GeV

Opracowano projekty – do 5.000 GeV.

e^- – 6 GeV, USA, Uniwersytet w Stanford 21 GeV.

Zestawienie kilku pierwszych akceleratorów budowanych w latach 1930-70:

AKCELERATOR	CZĄSTKA	ENERGIA	ROK
Cyklotron Lawrence'a-Livingstona University of California, Berkeley	proton	1,2 MeV	1932
Betatron Kersta General Electric Company	elektron	20 MeV	1942
Akcelerator liniowy Stanford University	elektron	35 MeV	1950
Synchrotron protonowy Brookhaven National Laboratory	proton	2,2 GeV	1952
Synchrotron protonowy CERN, Szwajcaria	proton	28 GeV	1959
SLAC - akcelerator liniowy Stanford University	elektron	20 GeV	1966
Synchrotron protonowy Sierpuchowo, ZSRR	proton	76 GeV	1967

Synchrotron protonowy National Accelerator Laboratory Weston, Illinois	proton	500 GeV	1971

Obecnie największym działającym akceleratorem na świecie jest Tevatron w Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), w USA. Przyspiesza on protony i antyprotony do energii ponad 1 TeV (stąd jego nazwa) w celu zderzenia ich. Jego synchrotron ma średnicę 6,3 km.

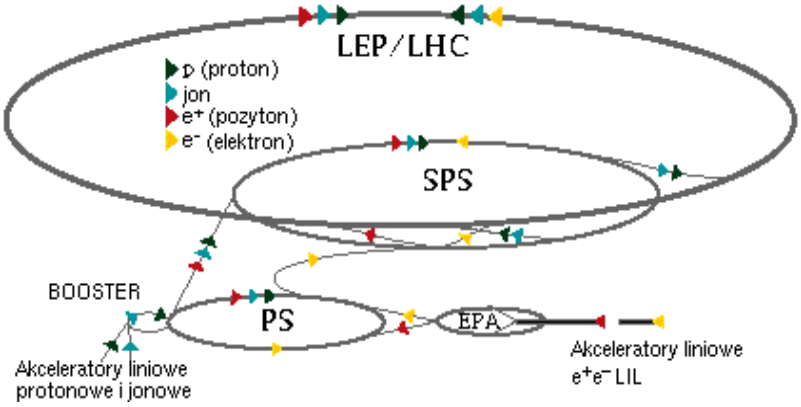
Największy na świecie zderzacz cząstek Large Hadron Collider (LHC) jest umiejscowiony w Europejskim Laboratorium Wysokich Energii (CERN). Zderzacz zawiera synchrotron w tunelu o długości 27 km, w którym wcześniej był zainstalowany zderzacz elektronów z antyelektronami Large Electron Positron (LEP). LHC przyspieszać będzie protony do energii rzędu kilku TeV i zderzać je. Niektóre jony będą przyśpieszane do energii około 1150 TeV.

Zespół akceleratorów w CERN-ie



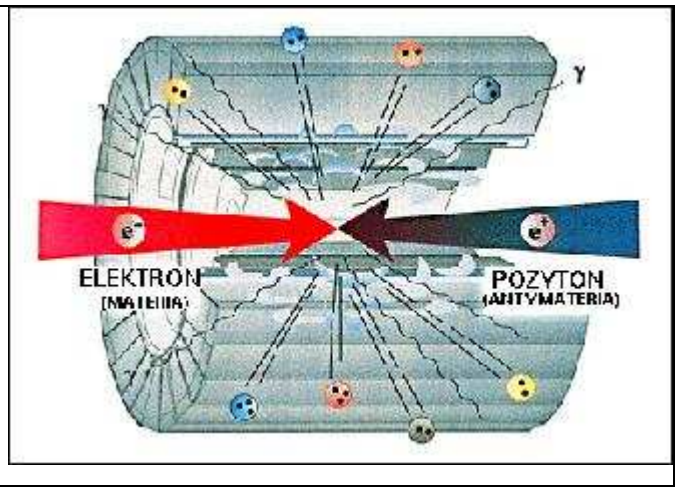
Rysunek pokazuje rozmiar i umiejscowienie największych akceleratorów w CERN-ie - dużego zderzacza elektronowo-pozytonowego LEP oraz super-synchrotronu protonowego SPS. Czerwone i białe linie zostały narysowane, aby pokazać, jak w okolicach Genewy na granicy szwajcarsko-francuskiej głęboko pod ziemią przebiegają tunele tych wielkich urządzeń.

Zespół akceleratorów w CERN-ie jest jednym z najbardziej uniwersalnych na świecie. W jego skład wchodzą zarówno akceleratory (przyspieszacze) jak i zderzacze cząstek elementarnych i wykorzystywane są wiązki elektronów, pozytonów, protonów, antyprotonów a także "ciężkich jonów" (jąder atomów np. tlenu, siarki lub ołowiu). Każdy typ przyspieszanych cząstek produkowany jest w inny sposób, ale sposób przyspieszania pozostaje taki sam. Przyspieszanie cząstek odbywa się w kilku etapach. Pierwszym etapem jest zazwyczaj akcelerator liniowy, a następnie cząstki przesyłane są do większych akceleratorów kołowych. W CERN-ie znajduje się dziesięć akceleratorów, a największymi z nich są wielki zderzacz elektronowo-pozytonowy LEP (Large Electron Positron collider) i supersynchrotron protonowy SPS (Super Proton Synchrotron).



Pierwszym z działających w CERN-ie akceleratorów był synchrocyklotron zbudowany w 1954 roku jednocześnie z synchrotronem protonowym PS (Proton Synchrotron). Dziś synchrotron protonowy jest CERN-owską "fabryką cząstek", zasilającą inne akceleratory w różne typy cząstek. W roku 1970 skonstruowano supersynchrotron protonowy SPS, a w latach 1980-tych pracę wykonaną na nim nagrodzono Nagrodą Nobla. SPS jest jednym z akceleratorów dostarczających wiązkę do eksperymentów, a także stanowi końcowe ogniwo łańcucha akceleratorów dostarczających wiązkę do 27-kilometrowego LEP-u. Następnym wielkim akceleratorem budowanym w CERN-ie będzie wielki zderzacz hadronowy LHC (Large Hadron Collider). Jego ukończenie przewiduje się na rok 2007. Przy tych wszystkich dużych projektach CERN dbał o ochronę środowiska

Akceleratory na wiązki przeciwbieżne → badania sił jądrowych – 10^{-15} m - zasada ładunkowej niezależności sił jądr., zależność od spinu cząstek. (n-n, p-p, n-p)

Akcelerator LEP (Large Electron Positron collider) jest największym działającym zderzaczem cząstek elementarnych na świecie. W pierścieniu o obwodzie 27 km, znajdującym się około 100 m pod ziemią, paczki elektronów i pozytonów (antyelektronów) krążą w przeciwnych kierunkach przyspieszone prawie do prędkości światła. Gdy elektron i pozyton znajdują się dostatecznie blisko siebie, to znikają w procesie anihilacji, pozostawiając po sobie po prostu energię. Prawie natychmiast energia ta zamienia się z powrotem na cząstki elementarne w taki sam sposób, jak działo się to w okresie powstawania wszechświata.	

Rozpraszanie n – p, p – p – (protony wybite do przodu) wymiana ładunków – przekaz pewnych cząstek (kwantów pola jądrowego).

1934 – Tamm, (e, ν – nie).
1935 Yukawa, tzw. mezon Yukawy (mały promień działania, duża aktywność jądrowa)

$m_m = (200 – 300)m_e$.

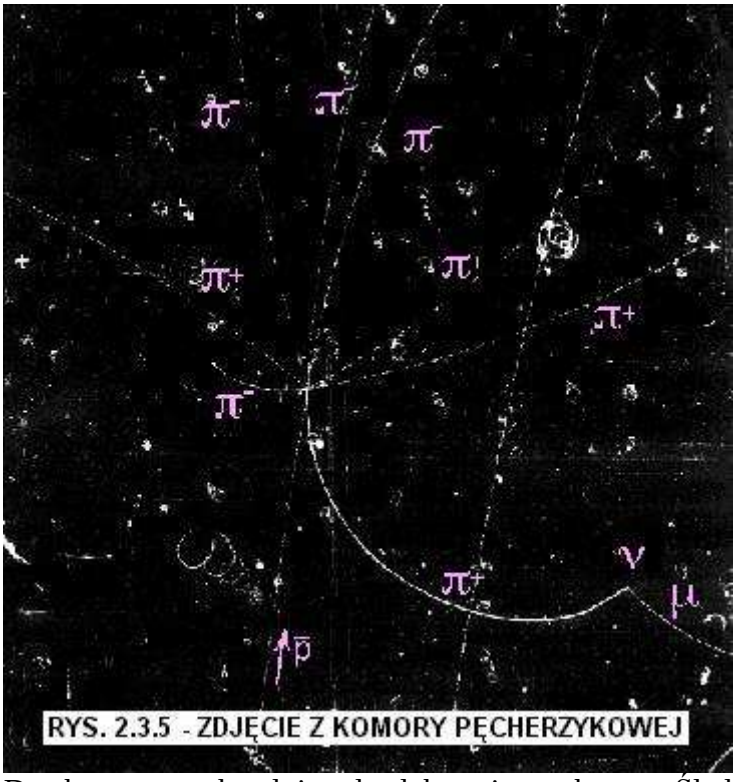
1938 – odkrycie mezonu μ, $m_\mu = 207\ m_e$, i $\tau_\mu = 2*10^{-6}$s, pasywna jądrowo

1947 – Powell (promieniowanie kosmiczne) mezony π^+, π^-, π^0,
$m_\pi = 273\ m_e$, $\tau_\pi = 10^{-8}$, s = 0, silne oddziaływanie z materią.

π - KWANTY SIŁ JĄDROWYCH

Lata 50-te

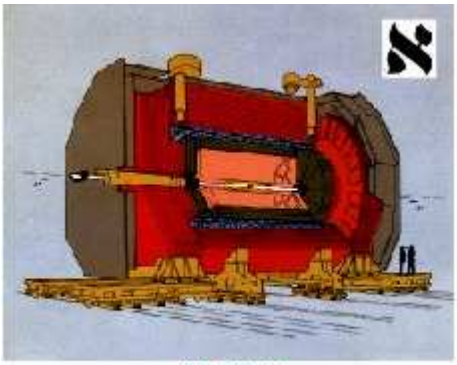
– detekcja cząstek (komory emulsyjne, pęcherzykowe),



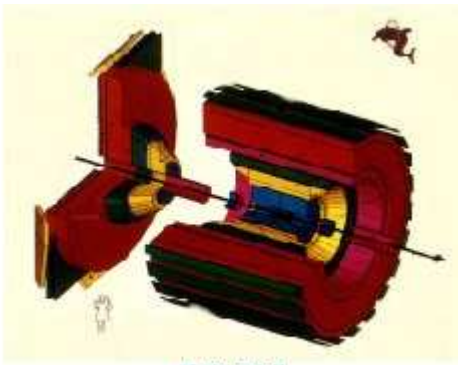
RYS. 2.3.5 - ZDJĘCIE Z KOMORY PĘCHERZYKOWEJ

Detektory cząstek pełnią rolę elektronicznych oczu. Śledząc cząstki wtórne wybiegające z punktu oddziaływania umożliwiają fizykom obserwację wyników zderzeń cząstek. Zderzenia i ich następstwa fizycy nazywają "zdarzeniami".

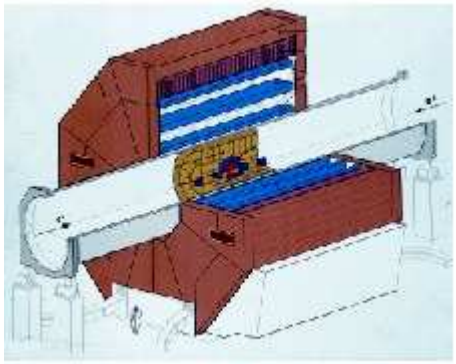
Wszystkie cztery detektory LEP-u zostały zbudowane w kształcie gigantycznych cylindrów o rozmiarach mniej więcej trzypiętrowego budynku i skonstruowane jak rosyjska lalka matrioszka. Każda warstwa cylindra w detektorze cząstek spełnia ściśle określone zadanie, niektóre rejestrują ślady cząstek, inne mierzą ich energie. Łącząc dane z różnych warstw fizycy uzyskują wiele informacji na temat cząstek powstających w zderzeniach.



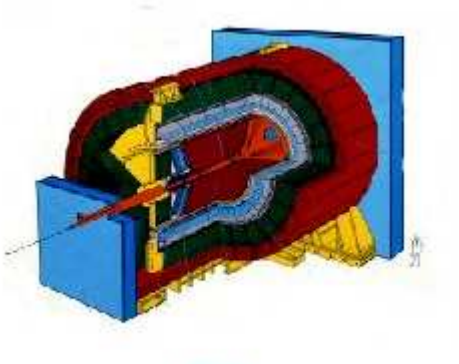
ALEPH



DELPHI



L3

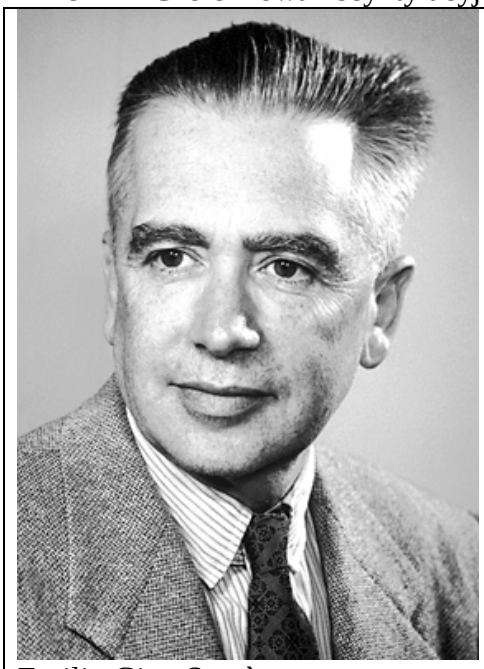


OPAL

- mezony K, $m_K = 966\ m_e$, hiperony, $m > m_p$ (1951-54r).

- Ciekłe scyntylatory – potwierdzenie istnienia ν,

- Liczniki Czerenkowa i scyntylacyjne – antyproton (Segré – 1955, antyneutron (1956).

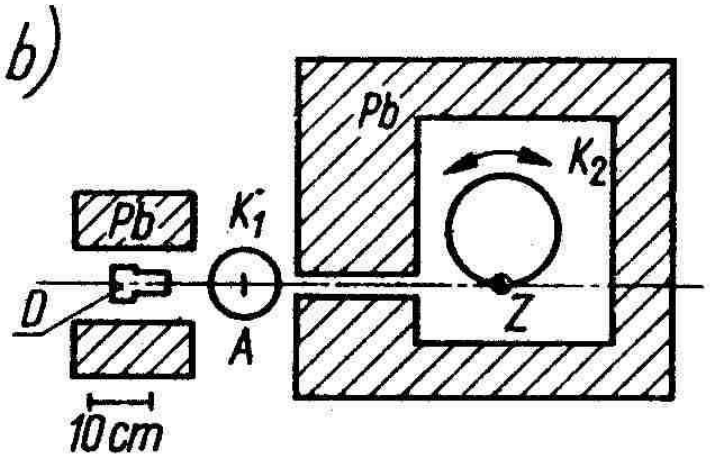


Emilio Gino Segrè

Born	1 February 1905 Tivoli, Italy
Died	22 April 1989 (aged 84)
Institutions	Los Alamos National Laboratory University of California, Berkeley University of Palermo University of Rome La Sapienza
Alma mater	University of Rome La Sapienza
Doctoral advisor	Enrico Fermi
Doctoral students	Samarendra Nath Ghoshal
Known for	Discovery of the antiproton Discovery of technetium Discovery of astatine
Notable awards	Nobel Prize in Physics (1959)

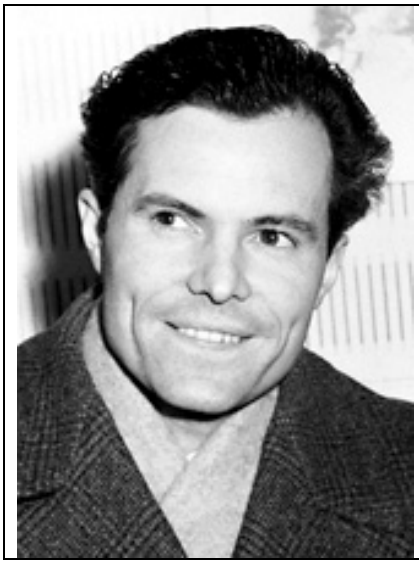
- badania struktury nukleonów (1955).

- Naruszenie zasady zach. parzystości w oddziaływaniach słabych (1957),
Zjawisko Mösbauera (1958).



2. Rys. 118b.

Drugie doświadczenie Mössbauera, Z - źródło Ir (129 keV), A – absorbent Ir, D – detektor, K – kriostaty (88 K) [Muchin].
v - kilka m/s ~ 10^{-5} eV



Rudolf Mössbauer
The Nobel Prize in Physics 1961

Lata 60

– rezonanse
(cząstki nietrwałe ze względu na oddziaływania silne);

- promieniotwórczość protonowa, symetria, własności hiperonu Ω^-; neutrina mionowe; naruszenie zasady zachowania kombinowanej parzystości K^0;

- synteza superciężkich pierwiastków – 104 – 106;

- komory iskrowe i strumieniowe.

1961- Murray Gell-Man i Yuval Ne'eman –
teoria unitarna cząstek elementarnych

1964- Murray Gell-Man i Georg Zweig
KWARKI

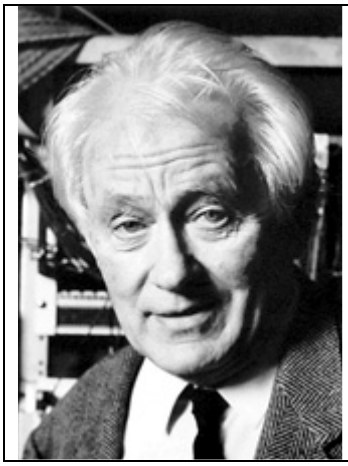
1970 – odkrycie antyhelu , 1973 – antytrytu, hiperonu $\tilde{\Omega}^+$ (1971), cząstki Ψ (1974).

Powstanie i rozwój tzw. Modelu standardowego fizyki kwarkowej.

Poszukiwania wyspy jąder stabilnych w obszarze jąder b. ciężkich. Jąder składających się z samych neutronów.

Akceleratory.
Próby nad kontrolowaną reakcją termojądrową.
Promieniowanie dwuprotonowe.

1983 r.: Odkrycie cząstek W i Z, przewidzianych przez teorię oddziaływań elektro-słabych, jeden ze składników tzw. Modelu Standardowego fizyki cząstek elementarnych. Rok później Simon Van der Meer i Carlo Rubbia otrzymali za to odkrycie Nagrodę Nobla.	

	1992 r.: George Charpak otrzymał Nagrodę Nobla za wynalezienie i budowę nowych detektorów cząstek elementarnych (komora drutowa - PWC – Proporcional Wire Chamber). Określenie położenia cząstki w czasie i przestrzeni z dokładnością do mniej więcej 0,1 mm i 10^{-8} s .

1995 r.: Wytworzenie po raz pierwszy atomów antywodoru.

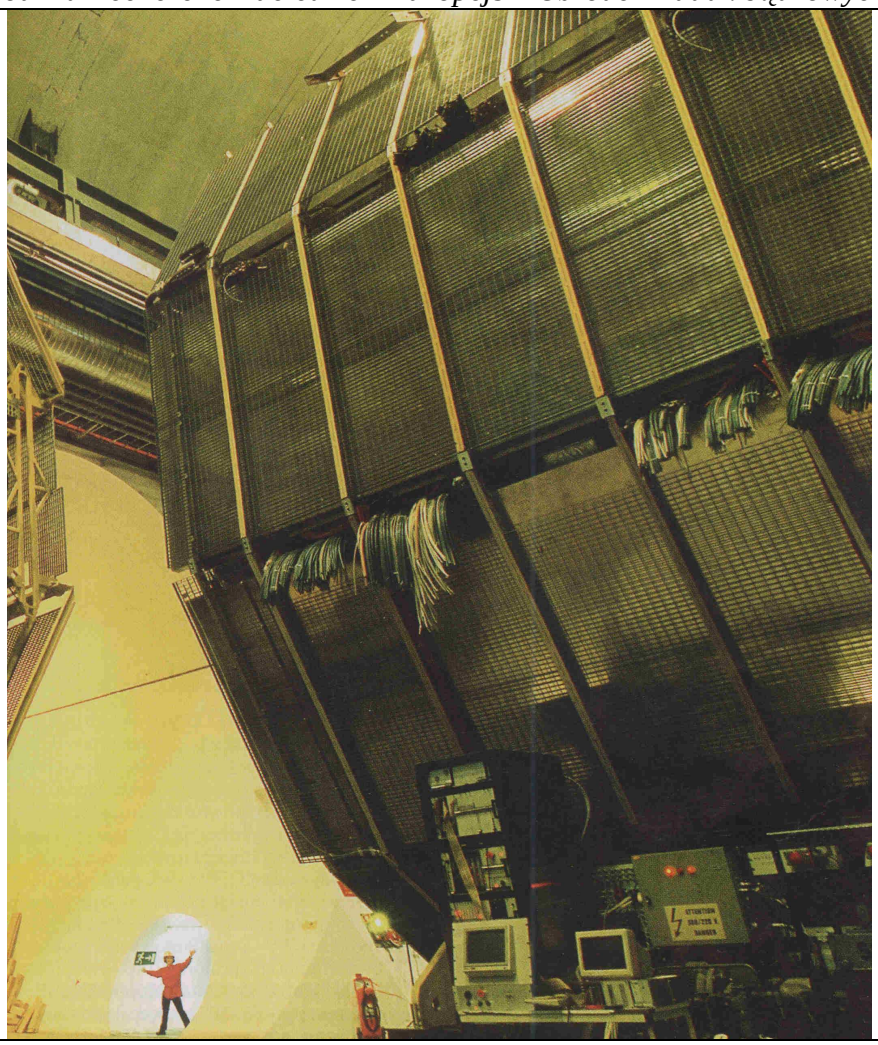
2000 r.: W zderzeniach ciężkich jąder atomowych rozpędzonych do dużych energii zaobserwowano zjawiska, które świadczą o utworzeniu się tzw. plazmy kwarkowo-gluonowej. W takim stanie była materia we wczesnym gorącym Wszechświecie.

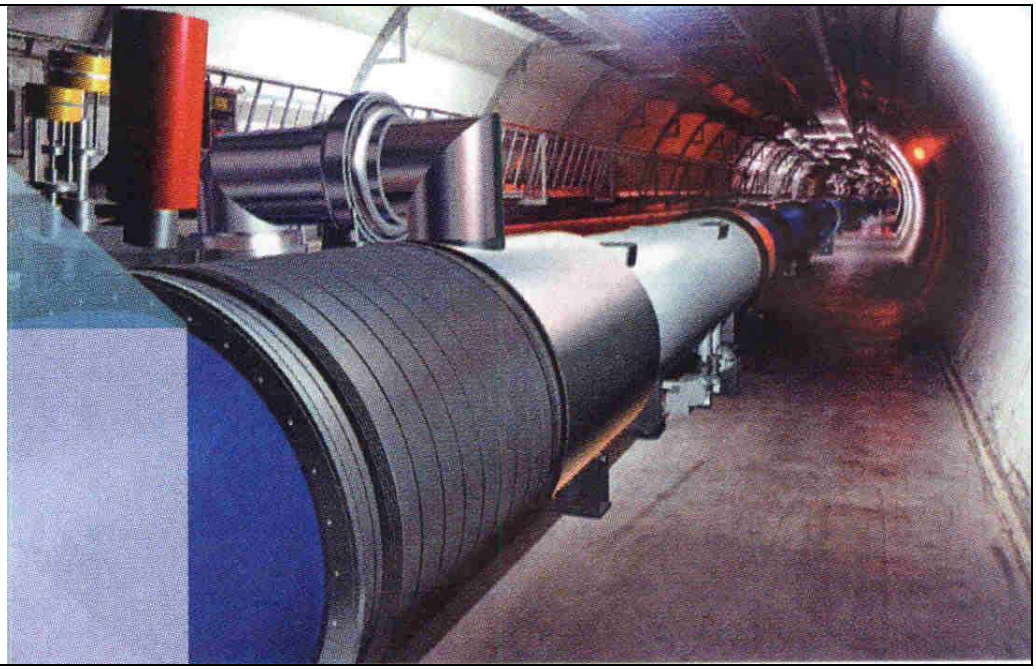


Zdjęcie 3. Największe laboratorium świata. Widok terenu, na którym znajdują się laboratoria i urządzenia badawcze CERN. Duży okrąg pokazuje przebieg tunelu, w którym do 2000 r. znajdował się LEP (Large Electron Positron Collider), a obecnie jest budowany LHC. Mniejszy okrąg to akcelerator SPS (Super Proton Synchrotron). Linia kropkowana oznacza granicę francusko-szwajcarską.
CERN - *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Europejski Ośrodek Badań Jądrowych,*

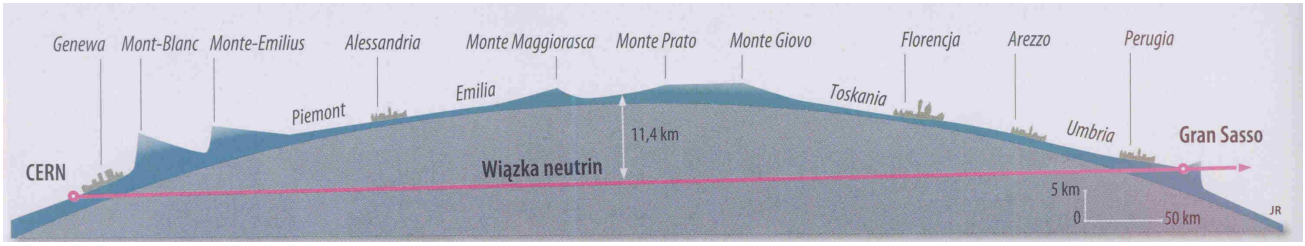
Zdjęcie 1.

Detektor w pod-ziemnej hali wydrą-żonej wokół pierście-nia akceleratora. Sylwetka człowieka daje pojęcie o roz-miarach i złożoności eksperymentów, któ-rych celem jest poz-nanie najmniejszych ,,cegiełek" materii.



Wielki zderzacz etektronowy LEP (Large Electron Positron Colli-der), którego podziemny pierścień o obwodzie 27km położony jest 100 m pod ziemią.	





Pod górami, rzekami, miastami.
Cern Neutrinos to Gran Sosso — taką nazwę nosi nowy projekt, którego celem jest wysłanie wiązki neutrin z CERN do podziemnego laboratorium Gran Sasso we Włoszech, odległego o 730 km. Neutrina o energii 1-100 GeV

To właśnie w CERN, w 1989 r., z potrzeb pracujących tam fizyków, którzy musieli mieć sprawne narzędzie sieciowej wymiany danych, narodził się pomysł Światowej Pajęczyny Informacyjnej, czyli WWW. Jej autor Tim Berners-Lee otrzymał za to tytuł szlachecki od brytyjskiej królowej. Teraz w CERN pracuje się nad superszybką siecią informatyczną, która umożliwi przesyłanie olbrzymich ilości informacji z przyszłych eksperymentów. Pod koniec 2003 r. zespół osób z CERN i z kilku amerykańskich laboratoriów wszedł do Księgi Guinnessa za rekordową prędkość przesłania danych na odległość 10 tys. km. Ten rekord jest bity co parę miesięcy i obecnie przekroczył 5 mld bitów na sekundę, co odpowiada ściągnięciu filmu z pełnego DVD w ciągu 7 sekund.

	LEP to największy na świecie akcele-rator przeciwbieżnych wiązek e+e-. Zaleta takiego akceleratora są bardzo czyste warunki eksperymentalne, w porównaniu z analogicznymi urządzeniami zderzającymi hadrony. LEP został zbudowany w sierpniu 1989r. (plany budowy zatwierdzono w 1981r., a wiercenie podziemnego tunelu rozpoczęto w 1983r.) w Europejskim Laboratorium Cząstek Elementarnym (CERN) pod Genewa. Laboratorium to zostało założone w roku 1952 i prowadzone są tam badania oddziaływań w zderzeniach cząstek elementarnych o wysokiej energii.

LEP1

- W pierwszej fazie projektu, nazywanej LEP1 (lata 89-95), akcelerator pracował przy energii w obszarze masy bozonu Zo, (energia E = 91.2 GeV). W tym czasie każdy z czterech eksperymentów zarejestrował ponad 3.5 mln przypadków Zo (już pod koniec 1989 roku liczba bozonów Zo zarejestrowanych na LEP-ie przekroczyła o rząd wielkości wcześniejszą światową statystykę tych cząstek). Dzięki tak dużym próbkom danych, ich czystości oraz bardzo dokładnemu pomiarowi energii wiązek, wykonano szereg precyzyjnych pomiarów parametrów MS, co umożliwiło testy tego modelu z dokładnością sięgającą jednego promila. Program fizyczny drugiej fazy LEP2 zapoczątkowanej w 1995 r. obejmuje, oprócz uzupełnienia testów modelu standardowego przy wyższych energiach, poszukiwanie nowych procesów i cząstek, przewidywanych w szczególności przez teorie supersymetryczne. W fazie tej stopniowo podnoszona jest energia, od 130 GeV w 1995 r. do 204 GeV w 1999 r. (obecnie dane są zbierane przy Ecm = 184 GeV).

Program LEP2 obejmuje m.in.:

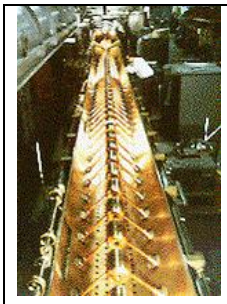
- pomiar masy bozonu W z dokładnością 50 MeV (obecna dokładność wynosi 260 MeV), z bezpośredniej produkcji W+W-,
- pomiar sprzężeń trójbozonowych,
- bezpośrednie poszukiwanie cząstek Higgsa w zakresie masy do ok. 100 GeV, (http://pl.wikipedia.org/wiki/Bozon_Higgsa, http://pl.wikipedia.org/wiki/Model_Standardowy)\
- poszukiwanie nowych cząstek lub procesów przewidywanych przez inne teorie.

W porównaniu z LEP1, LEP2 charakteryzują stosunkowo niskie wartości przekrojów czynnych, dlatego otrzymane próbki będą miały niższą statystykę. Oczekuje się np. 45000 przypadków W+W-.

Supersynchrotron protonowy SPS

Supersynchrotron protonowy jest akceleratorem kołowym o obwodzie 6 kilometrów. Został zbudowany do przyspieszania protonów. Obecnie używany jest jako zderzacz wiązek protonów i antyprotonów,

akcelerator ciężkich jonów oraz do wstępnego przyspieszania elektronów i pozytonów przed wstrzyknięciem ich do akceleratora LEP. Jako zderzacz protonów i antyprotonów w latach 80-tych dostarczył CERN-owi jednego z najwspanialszych momentów - pierwszej obserwacji cząstek W i Z, czyli nośników słabych oddziaływań. SPS może także przyspieszać jony ołowiu (z 208 nukleonami w jądrze ołowiu) do energii 170 GeV na nukleon. Dziś jest to największa energia osiągalna na świecie i pozwala ona na badanie plazmy kwarkowo-gluonowej, która mogła istnieć zaraz po Wielkim Wybuchu. Supersynchrotron protonowy jest akceleratorem kołowym o obwodzie 6 kilometrów. Został zbudowany do przyspieszania protonów. Obecnie używany jest jako zderzacz wiązek protonów i antyprotonów, akcelerator ciężkich jonów oraz do wstępnego przyspieszania elektronów i pozytonów przed wstrzyknięciem ich do akceleratora LEP. Jako zderzacz protonów i antyprotonów w latach 80-tych dostarczył CERN-owi jednego z najwspanialszych momentów - pierwszej obserwacji cząstek W i Z, czyli nośników słabych oddziaływań. SPS może także przyspieszać jony ołowiu (z 208 nukleonami w jądrze ołowiu) do energii 170 GeV na nukleon. Dziś jest to największa energia osiągalna na świecie i pozwala ona na badanie plazmy kwarkowo-gluonowej, która mogła istnieć zaraz po Wielkim Wybuchu.

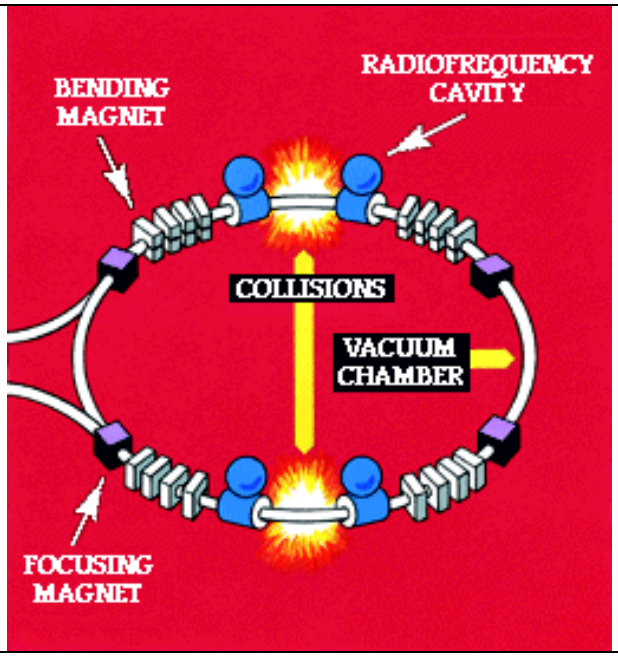




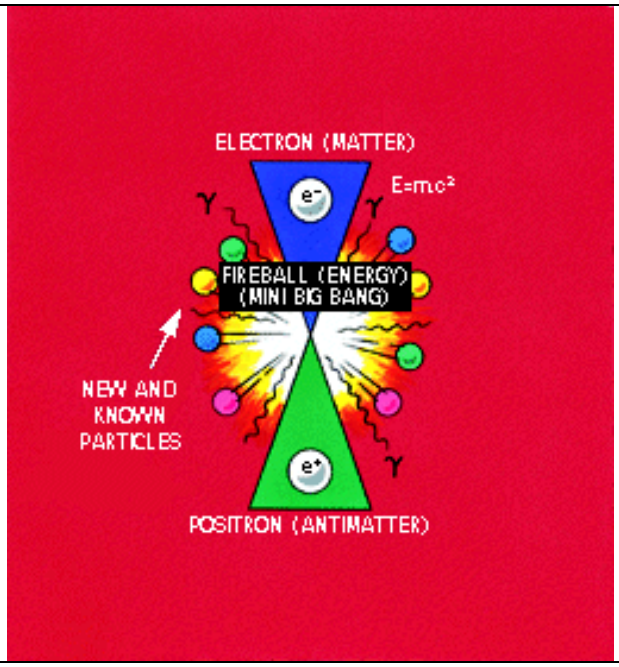




In an accelerator ring focusing magnets and bending magnets guide the beam of particles. High frequency microwave vacuum cavities accelerate the beams as they pass through. LEP is so big that thousands of magnets are required
[http://www.google.pl/search?sourceid=navclient&ie=UTF-8&rlz=1T4SKPB_enPL302PL302&q=LEP+%28Large+Electron+Positron+collider]



The result of particles of matter and antimatter colliding: they annihilate each other creating conditions like those that might have existed in the first fractions of a second after the big bang.



13 listopada 1989 odbyła się oficjalna inauguracja LEP-u z udziałem głów państw i ministrów nauki, a w związku z budową LHC po 11 latach pracy 2 listopada 2000 LEP został zamknięty.

Wielki Zderzacz Hadronów, LHC (z ang. Large Hadron Collider) – największy na świecie akcelerator cząstek (hadronów),

10 września 2008 uruchomiono akcelerator LHC, wpuszczono wiązkę protonów w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara, a następnie powtórzono eksperyment z wiązką biegnącą w przeciwną stronę. Wiązki nie były przyspieszane w LHC i miały energie - 450 GeV (0,45 TeV).

19 września 2008 ujawniono, że dzień po uruchomieniu akceleratora (tj. 11 września) nastąpiła awaria transformatora, który wyłączył chłodzenie urządzenia.[5] Kilka dni później poinformowano, że awarii uległ również jeden z nadprzewodzących magnesów, nastąpił wyciek helu. Naprawienie awarii ma trwać co najmniej 2 miesiące[6], a ponowne uruchomienie LHC nastąpi po przerwie zimowej wczesną wiosną 2009 r.

Przewiduje się, że LHC umożliwi odkrycie bozonu Higgsa, który uczestniczy w nadawaniu mas cząstkom elementarnym, oraz cząstek tworzących ciemną materię, którymi być może będą cząstki supersymetryczne.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) – toroidalny zespół detektorów ogólnego zastosowania,

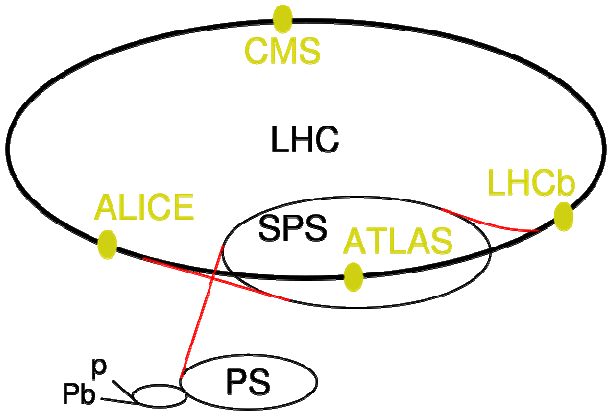
CMS (ang. Compact Muon Solenoid) – detektor mionów,

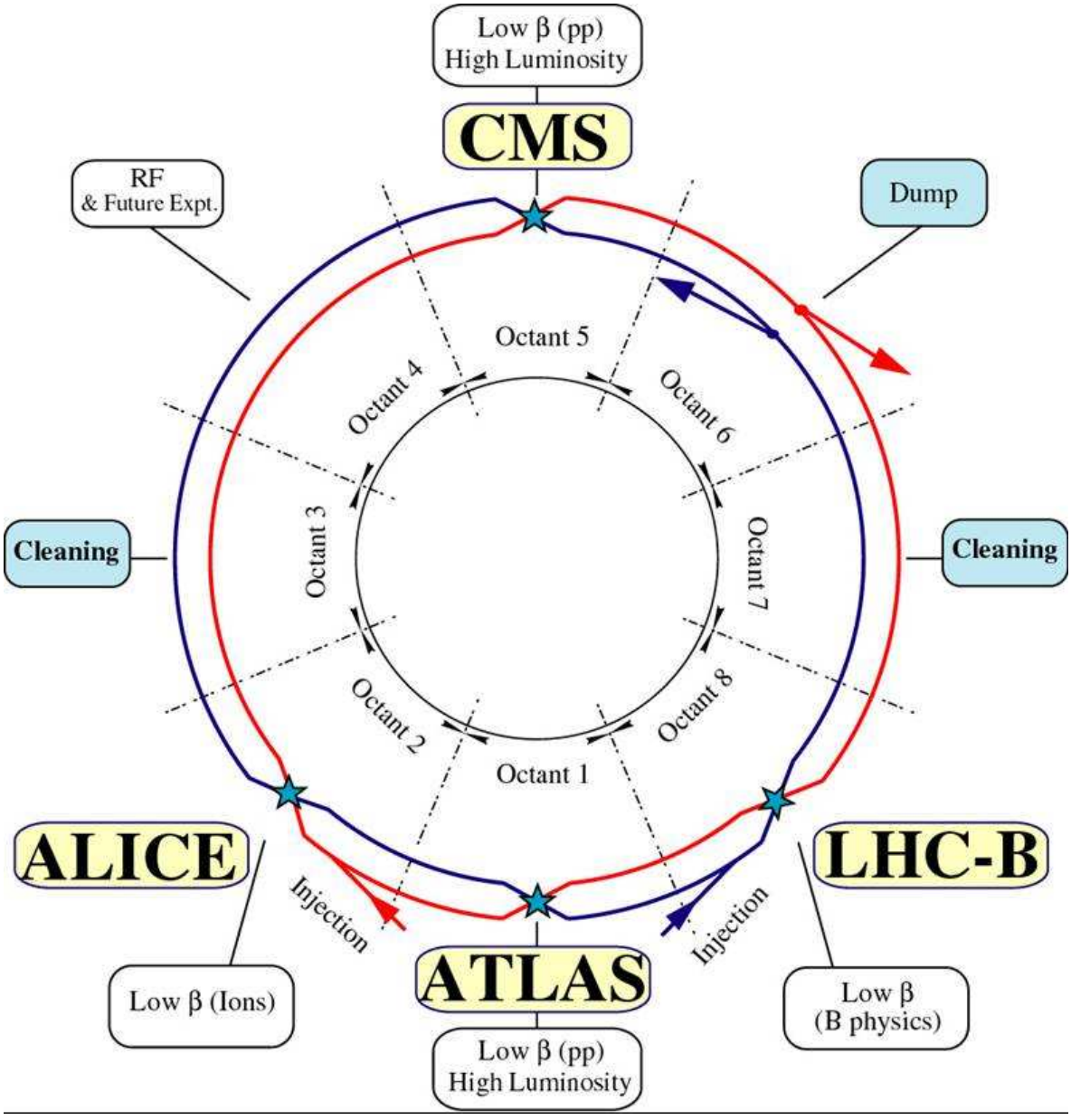
LHCb (ang. Large Hadron Collider beauty) – detektor mezonów B,

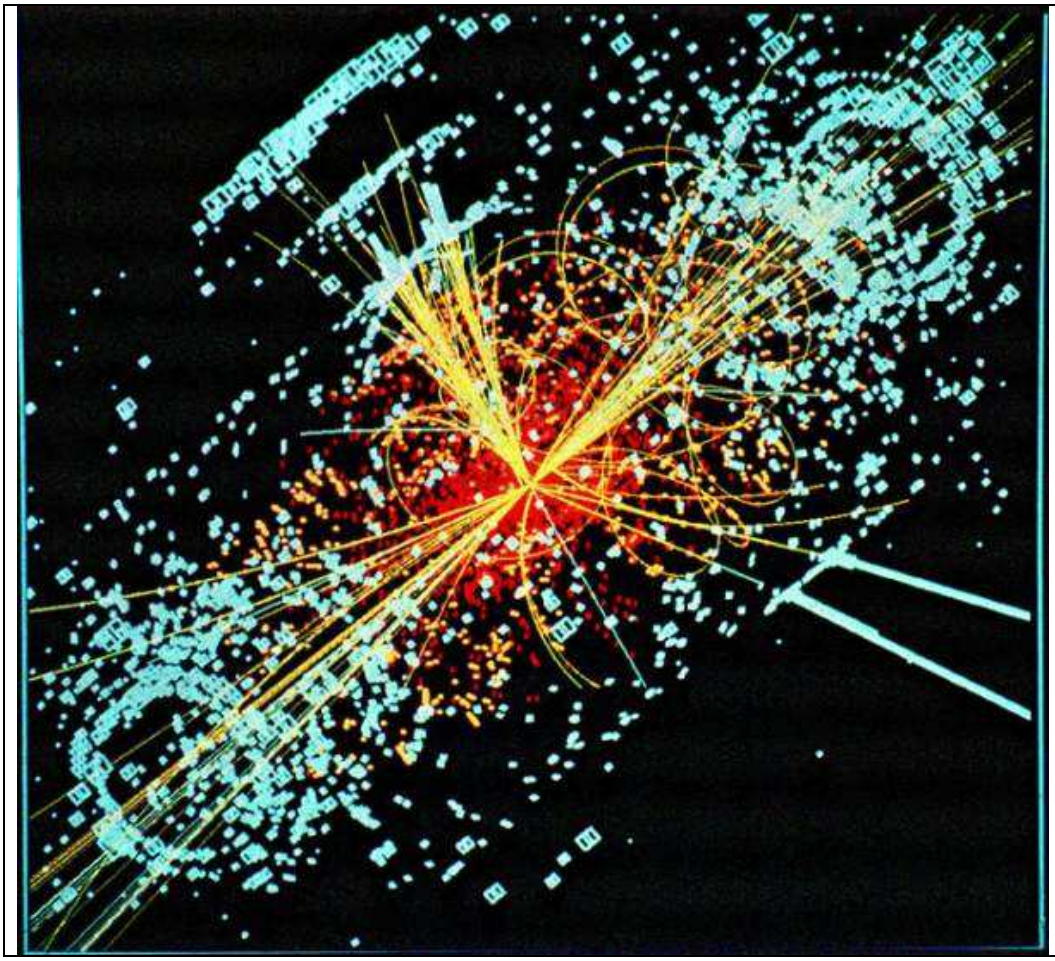
ALICE (ang. A Large Ion Collider Experiment) – detektor do obserwacji wyników zderzeń jonów,

TOTEM (ang. TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) – badanie całkowitych przekrojów czynnych, rozpraszania elastycznego i dysocjacji dyfrakcyjnej,

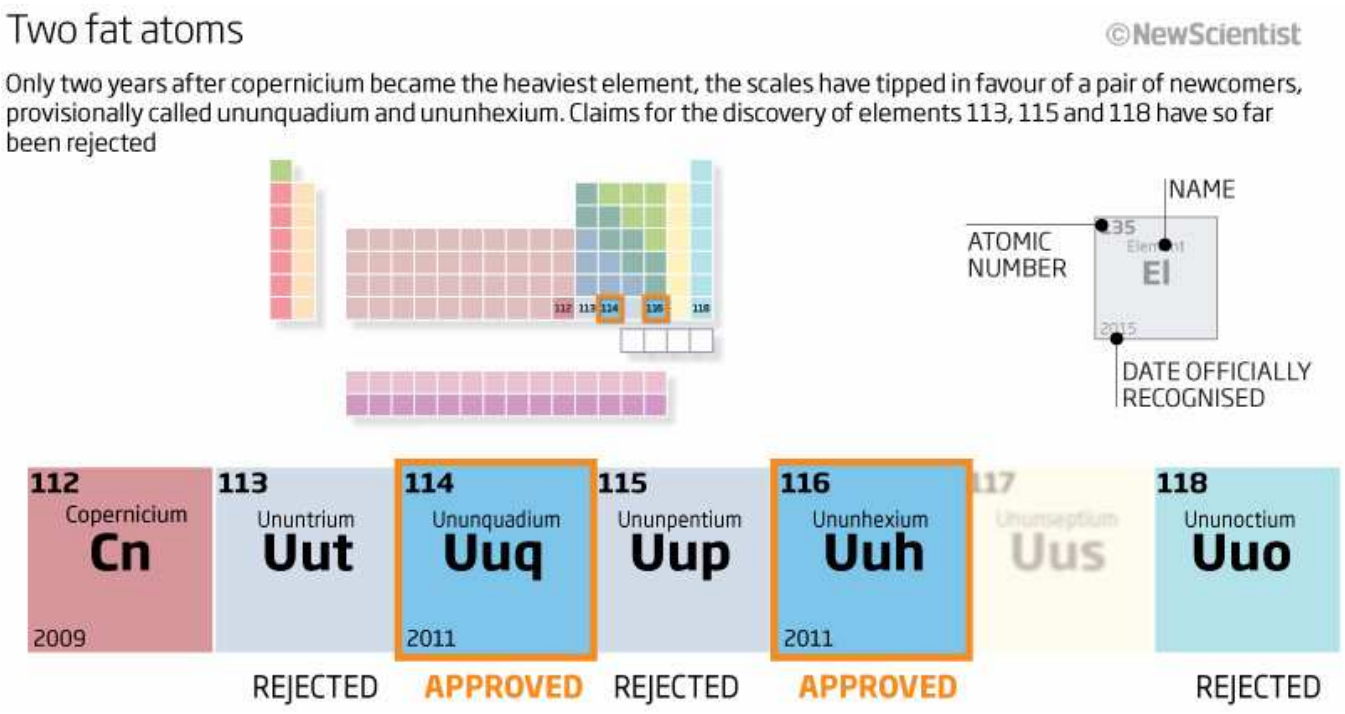
LHCf (ang. Large Hadron Collider forward) – symulacja promieni kosmicznych w laboratorium.







Komputerowa symulacja wyniku zderzenia cząstek



2012 Cząstka Higgsa odnaleziona

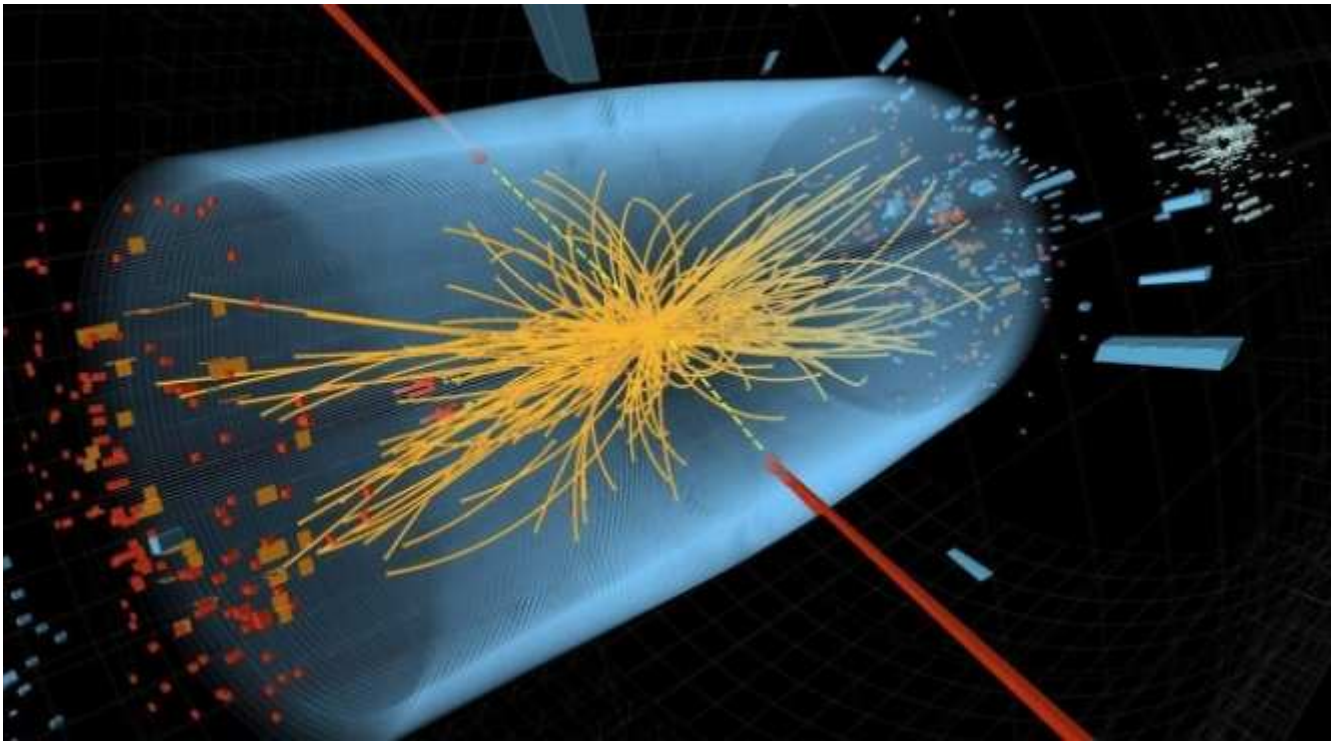


foto: PAP/EPA/CERN

Udowodniono istnienie cząstki, którą postulowano 50 lat temu - podkreśla naukowiec. Cząstka Higgsa to brakujący element Modelu Standardowego, który opisuje najmniejsze składniki materii. Barbara Wosiek z Instytutu Badań Fizyki Jądrowej PAN mówi, ze to milowy krok dla naukowców zajmujących się fizyką cząstek elementarnych. - Potrafimy wytłumaczyć dlaczego masy cząstek są tak różne, dlaczego elektron jest tak lekki, a proton tak ciężki - wyjaśnia Wosiek.

Cząstka Higgsa należy do cząstek fundamentalnych, czyli takich, które nie składają się z mniejszych elementów.

Profesor Leszek Roszkowski z Narodowego Centrum Badań Jądrowych

ocenia, że odkrycie jest silnym argumentem na rzecz teorii opartych na tak zwanej hipersymetrii. Zakładają one istnienie kilku bozonów Higgsa, a także istnienie wielu nieznanych jeszcze cząstek fundamentalnych.
Wszystkie badania wymagają jeszcze weryfikacji.

Ostateczne potwierdzenie, że znaleziona cząstka to rzeczywiście bozon Higgsa powinno nastąpić już w tym roku.

Własności jąder i promieniowania jądrowego

STABILNE - NIESTABILNE

Wielkości charakteryzujące jądro

A- LICZBA MASOWA; Z – ŁADUNEK ELEKTRYCZNY

M – MASA; ΔW – ENERGIA WIĄZANIA

R – PROMIEŃ; I – SPIN

μ – MOMENT MAGNETYCZNY; Q – EL. M. Kwadrupolowy,
T – IZOSPIN; P – PARZYSTOŚĆ funkcji falowej

NIESTABILNE

Dodatkowo:

Rodzaj przemiany (α, β, γ, rozszczepienie)
$T_{1/2}$ – czas połowiczny rozpadu
$E_{prom.}$, i in.

Różne stany jądrowe

Stan podstawowy – E_{min}. Stany wzbudzone – st. niestacjonarne.

1. Własności jąder stabilnych i sił jądrowych (Stany Podstawowe Jąder):

Liczba masowa A i ładunek elektryczny Z jądra atomowego,

A = Z + N,

Liczba nukleonów w reakcji jądrowej pozostaje stała (bez tworzenia antycząstek)
Prawo zachowania liczby nukleonów

Uogólnione
prawo zachowania ładunku barionowego!

A [j.m.a] = M_j (dokładność - 0,1-1%)

Z – Ładunek elektryczny

Własności chemiczne wszystkich izotopów pierwiastka!

Pomiary ładunku, 1913 Moseley:

ν(Z) - $$\sqrt{\nu} = aZ - b$$

ν – częstotliwość charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego, „a” i „b” stałe dla danej serii promieniowania, niezależnie od rodzaju pierwiastka. ⇓

Uszeregowanie pierwiastków $_{20}Ca$ – $_{30}Zn$;

Miejsca - [$_{43}Tc$, $_{61}Pm$, $_{85}At$, $_{87}Fr$] + wychwyt K.
$\tau < \tau_{ziemia}$ tylko prom

Bezpośredni pomiar ładunku jądra
Chadwick (1920)
α + tarcza

Zasada zachowania ładunku. (oddz. silne, elektromag., słabe)
- bilans ładunków

Z = ładunek - Rozkład Z? - rozpraszanie e_E.

Kształt jądra - elektryczny moment kwadrupolowy

Liczba neutronów - N = A – Z.

IZOTOPY – $Z_x = Z_y$;

IZOBARY - $A_x = A_y$;

IZOTONY - $N_x = N_y$;

+ izomery

Nuklid – (A, Z); $M_j(A, Z)$ lub $M(A, Z)$; $M_{at}(A, Z)$,

$M_j({}_ZX^A)$ lub $M({}_ZX^A)$, $M_{at}({}_ZX^A)$,

$M_j({}_7N^{14})$ lub $M({}_7N^{14})$ i $M_{at}({}_7N^{14})$.

Masa jądra i masa nukleonów.

Masa i energia i jednostki miary:

1 j.m.a. = 1/12 $[({}_6C^{12})]$ =

$$= \frac{1}{12}\frac{12}{N_A} = \frac{1}{6{,}025\cdot 10^{23}\,g} = 1{,}66\cdot 10^{-24}\,g = 1{,}66 \cdot 10^{-27}\ kg$$

Albert Einstein -

$E_{spocz.} = M_0c^2$, 1 kg → 10^{16} J, 1 j.m.a = 931 MeV.

Zmiana ΔE → $\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$

c = 3 10^8 m/s. (299.792.456,2m/s)

Dla poruszającej się cząstki o „v”:

$$E = M_0c^2 + T = Mc^2 \rightarrow \Delta M = \frac{T}{c^2} \quad \text{i} \quad M = M_0 + \frac{T}{c^2}$$

M(M_0) (teoria względności)

$$M = M_0 + \frac{T}{c^2} = M_0\gamma = \frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (1.21)$$

Gdzie:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},\ \beta = \frac{v}{c}$$

stąd:

$$E = M_0c^2 + T = \frac{M_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = M_0c^2\gamma = Mc^2 \uparrow\rightarrow$$

$$E = Mc^2$$

Gdzie:

$E = M_0c^2 + T = E_{całk.}$ a $M = \frac{M_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - masa relatywistyczna

Relatywistyczne energia kinetyczna cząstki:

$$T = E - M_0c^2 = Mc^2 - M_0c^2 = M_0c^2\,(\gamma - 1)$$

Dla $T << M_0c^2 \rightarrow \beta << 1 \leftarrow v << c$

Taylor $$(1+x)^m = 1 + mx + \ldots + \frac{m(m-1)\ldots(m-n+1)}{n!}x^n \ldots$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left(1-\beta^2\right)^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} = 1 + \frac{v^2}{2c^2} \quad \rightarrow \quad T = \tfrac{1}{2}M_0v^2,$$

Wygodniej jest przedstawić E w postaci:

$$M = M_0\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \equiv \frac{\sqrt{(p^2 + M_0{}^2c^2}}{c}$$

$$\rightarrow \quad E = \sqrt{M_0{}^2c^4 + p^2c^2} \quad (1.2.4)$$

a

$$p = Mv = \frac{M_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = M_0\beta c\,\gamma$$

z 2.1 i 2.4:

$$T(p) \rightarrow T(2M_0c^2 + T) = p^2c^2 \qquad (1.25)$$

Dla $M_0c^2 >> T$

$$T = \frac{p^2}{2M_0}, \text{ - klasyczny .}$$

Cząstka złożona - $E_{spocz.}$ (stan ruchu wew. cząstek)

Stan podstawowy $\rightarrow$ min. $E_{spocz.} \Rightarrow$ min M_0;
stan wzbudzony $\rightarrow$

$W = E_0' - E_0$ (energia wzbudzenia jądra) i $\Delta M_0 = \frac{W}{c^2}$,

$$M_{0\ j\ wzb.} > M_{0\ j\ podst.}$$

$E_{spocz.}$ i M_0 nie zależą od ruchu jako całości!

Zasada Zachowania Energii!

$$[M_Ac^2 + M_Bc^2] + [T_A + T_B] = [M_Cc^2 + M_Dc^2] + [T_C + T_D] \qquad (1.2.6)$$

lub:

$$E = E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const.}$$

gdzie:

E_{spocz} $E_{01} = (M_A - M_B)c^2$, $T_1 = T_A + T_B$ E_k

a

$$E_{02} = (M_C - M_D)c^2, \quad T_2 = T_C + T_D$$

Wielkość

$E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 = Q$ - to energia reakcji

$E_{spocz} \leftrightarrow T$ – przejścia!

$E_{spocz} \rightarrow T$ $(Q > 0)$; $T \rightarrow E_{spocz}$ $(Q < 0)$ i $\Sigma m_1 \neq \Sigma m_2$

1 j.m.a. $\rightarrow$ $1{,}5 * 10^{-10}$ J

Nowa jedn.

$1 \text{ eV} \rightarrow 1{,}6 * 10^{-19}$ J [MeV], [GeV].

1 j.m.a. $\rightarrow$ 931,481 MeV; $m_e \rightarrow 0{,}511$ MeV

Metody pomiaru masy jąder atomowych

1) spektrometria masowa,
2) analiza energetyczna reakcji jądrowej,
3) bilans rozpadu α,
4) bilans rozpadu β,
5) spektrometria mikrofalowa.

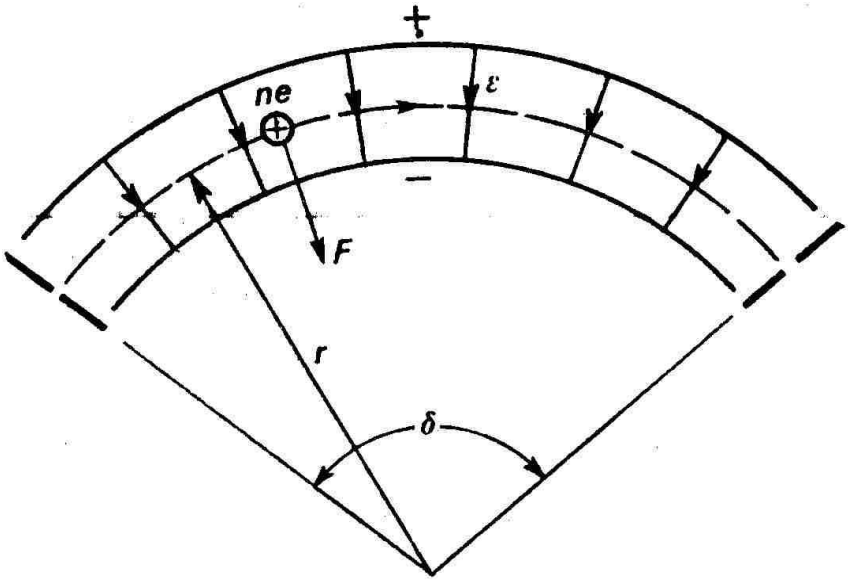
$M = m_{at} - m_e$ – z dokł. do $E_{wiązania}$

Ad. 1. 1907 - zasada działania - Thomson (Ze/m),

1919 – Aston i Dempster,

Jony: $E = \frac{mv^2}{2}$; $p = m v$

1. Filtr energii Pole ε



Rys. 1.331-2. Kondensator cylindryczny jako filtr energii jonów

1) $E = \frac{mv^2}{2} = n\,e\,U$

2) $F = ne\,\varepsilon;$

$F_{doś.} = \frac{mv^2}{R} = ne\,\varepsilon;$

$E = \frac{1}{2}\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}neR\,\varepsilon;$

ε – natężenie pole el.

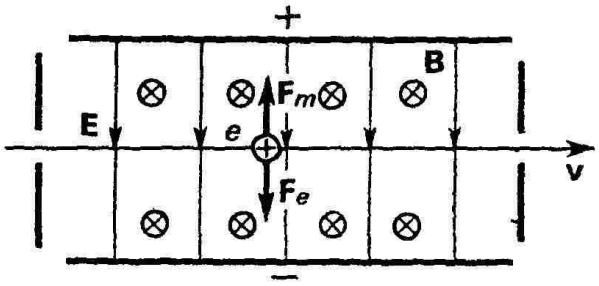
Rys. [A. Strzałkowski]

2. Filtr pędu: - pole B

$F = q\,v\,B;$ $\frac{mv^2}{R} = q\,vB;$ $p = mv = neBR;$

$q = n\,e$

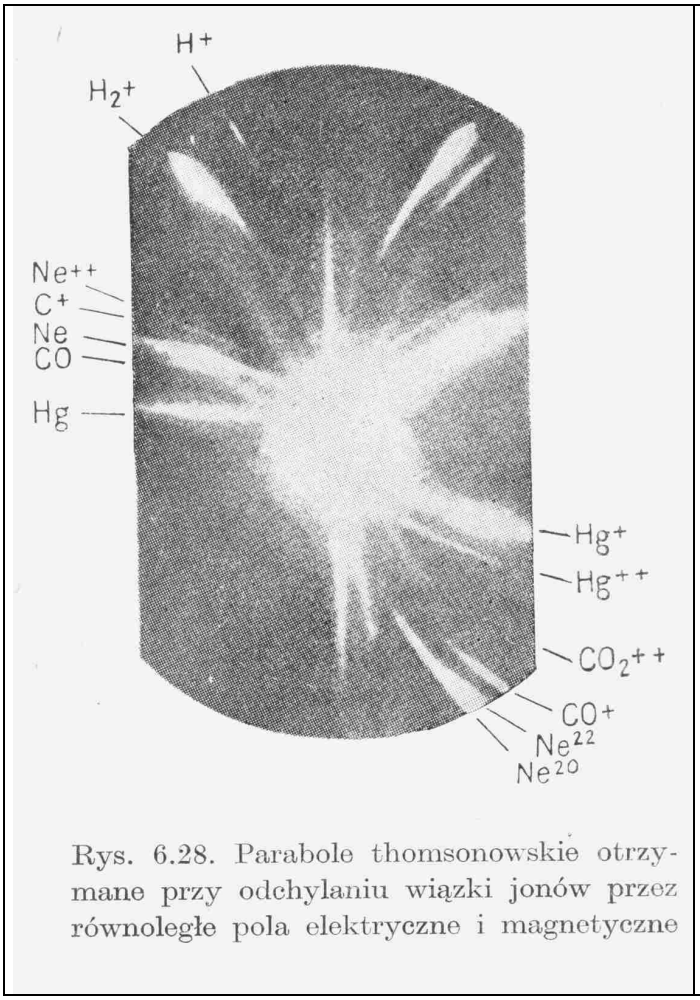
3. Filtr prędkości: Pola B i ε,



Rys. 1.331-3. Skrzyżowane pole elektryczne i magnetyczne jako filtr prędkości jonów

Rys. [A. Strzałkowski]

$ne\varepsilon = q\,B\,v;$ $v = \varepsilon/B.$



Rys. 6.28. Parabole thomsonowskie otrzymane przy odchylaniu wiązki jonów przez równoległe pola elektryczne i magnetyczne

Metoda parabol Thomsona.

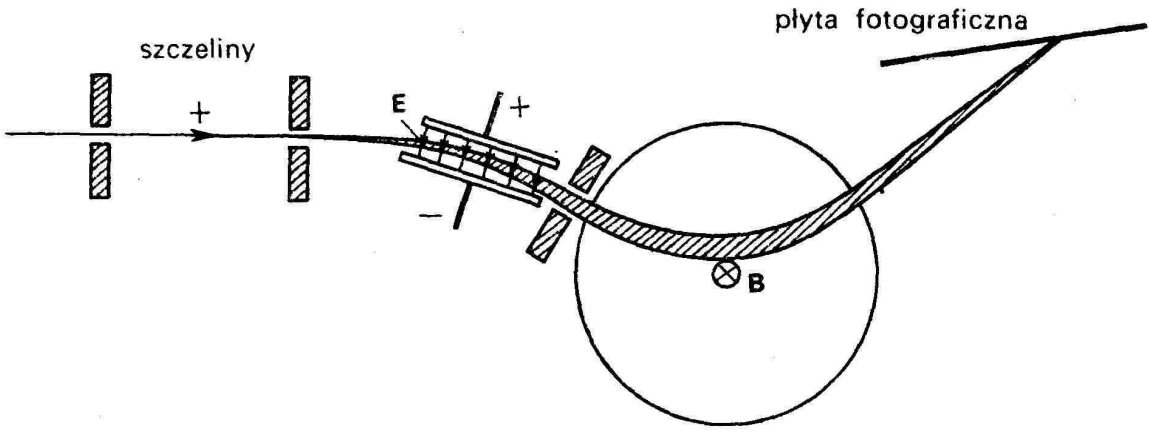
(Rys. Szcz. Elekr. 6.28)

ε↑ i H↑ - s(v, e/m) –

parabole (e/m)

Ne^{20} i Ne^{22} – po raz pierwszy!

Spektrograf Astona E ⊥ B(dokł. 0,1% - e/m)

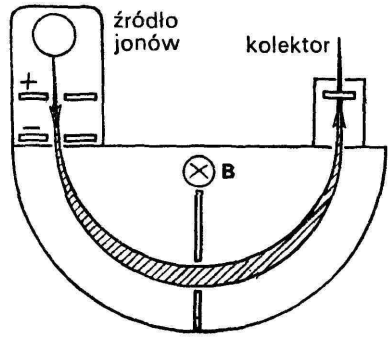


Rys. 1.331-4. Spektrograf masowy Astona

Rys. [A. Strzałkowski]

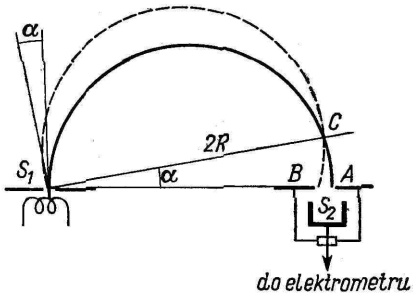
Rozszczepienie ~ e/m, v. ⎪⎪ dla e/m = const.

Spektrograf Dempstera 1918, B; v.



Rys. 1.331-5. Spektrograf masowy Dempstera

Rys. [A. Strzałkowski]



Rys. 6.31. Działanie ogniskujące poprzecznego pola magnetycznego na wiązkę jonów

Rys. [Sz. Szczeniowski]

Rys. 6.30 i 31: $eV = \frac{Mv^2}{2}$; $evB = \frac{Mv^2}{R}$ → $R = \frac{Mv}{eB}$;

1) jon $\perp \rightarrow 2R = S_1A = \frac{2mv}{eB}$;

2) jon $< \alpha \rightarrow S_1B = S_1C \cos\alpha = 2R\cos\alpha$;

$< S_1BC = 90^o$, $\llcorner$

$$AB = 2R - 2R\cos\alpha = 2R(1-\cos\alpha) = 4R\sin^2\frac{\alpha}{2};$$

Dal małych α: $4R\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 = R\alpha^2$

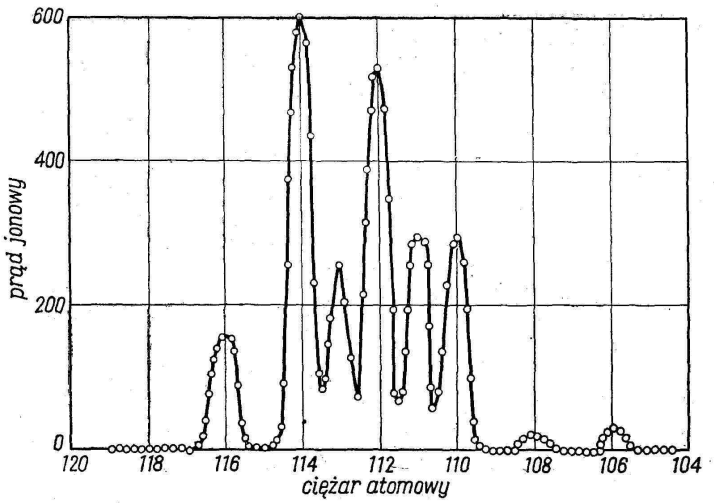
Dla R = 10cm i $\alpha = 3^o = 0{,}05$ rad → AB = $2{,}5\ 10^{-2}$ cm.

Obraz na prostej S_1A

Wiemy, że : $R = \frac{mv}{eB}$; i $\frac{mv^2}{2} = eU$;

stąd: $\frac{m}{e} = \frac{B^2R^2}{2U}$ lub $R^2 = 2\frac{m}{e}\frac{U}{B^2}$,

dla B = const. i e/m - a więc R(U) i można wybrać U dla określonej szczeliny S_2!

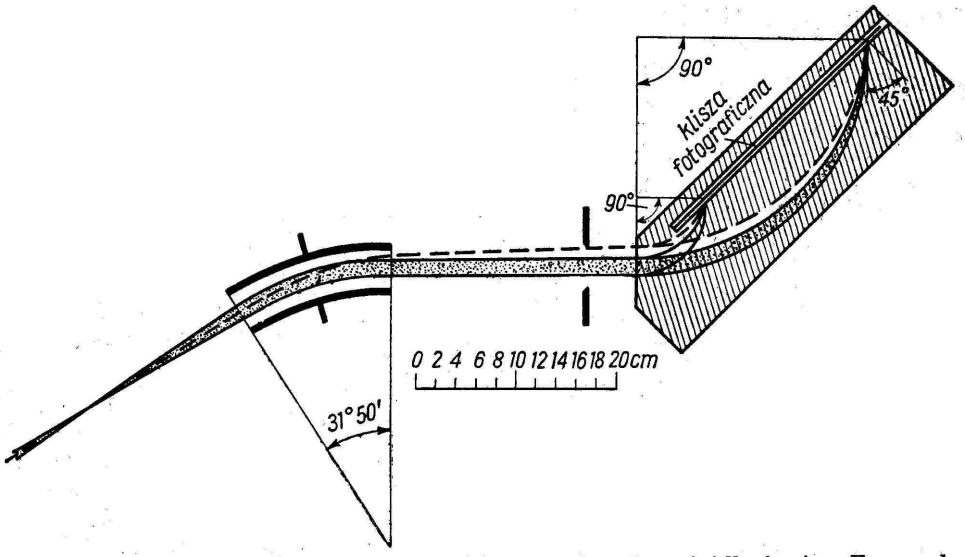


Rys. 6.32. Widmo masowe wiązki jonów kadmu uzyskane za pomocą spektrometru masowego Dempstera

Rys. 6.32 [Sz. Szczeniowski]

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_1}{M_2}$$

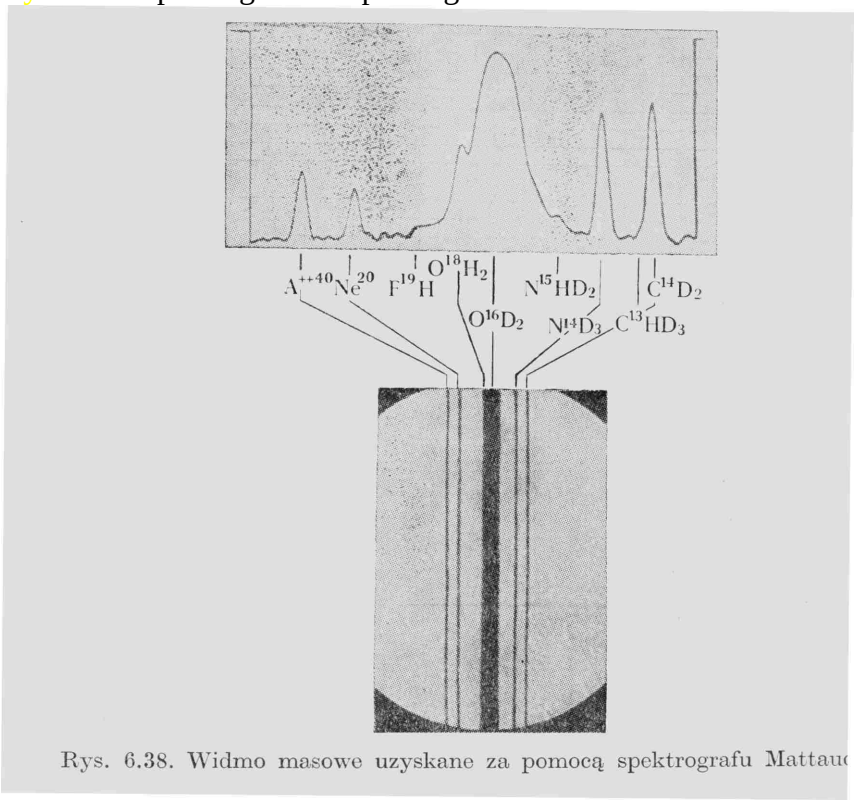
Spektrograf Mattaucha (lepsze (podwojne ogniskowanie, 0,01%)



Rys. 6.37. Schemat spektrografu masowego Mattaucha (*Z* — źródło jonów, *E* — pole elektryczne, *M* — pole magnetyczne, *K* — klisza)

Rys. [Sz. Szczeniowski]

Rys. 6.38. Spektrogram ze spektrografu Mattaucha.



Rys. 6.38. Widmo masowe uzyskane za pomocą spektrografu Mattauc

Rys. [Sz. Szczeniowski]

Zdolności pomiarowe:

$$\text{błąd} < 10^{-7} - 10^{-6}\ \text{j.m.a.} \rightarrow \frac{\delta M}{M} \approx 10^{-8} - 10^{-7},$$

Potwierdzenie sugestii Soddiego z 1910 r. – ułamkowe masy atomowe

Tabela 1 (40) [K.N. Muchin].

Izotop	Liczba masowa A	Masa atomu w j.m.a.	Izotop	Liczba masowa A	Masa atomu w j.m.a.
$^{1}_{1}H$	1	$1{,}0078252 \pm 8 \cdot 10^{-7}$	$^{7}_{4}Be$	7	$7{,}0169289 \pm 12 \cdot 10^{-7}$
$^{2}_{1}H$	2	$2{,}0141022 \pm 1 \cdot 10^{-7}$	$^{9}_{4}Be$	9	$9{,}0121855 \pm 10 \cdot 10^{-7}$
$^{3}_{1}H$	3	$3{,}0160497 \pm 2 \cdot 10^{-7}$	$^{11}_{5}B$	11	$11{,}0093053 \pm 3 \cdot 10^{-7}$
$^{3}_{2}He$	3	$3{,}0160297 \pm 2 \cdot 10^{-7}$	$^{12}_{6}C$	12	12,0000000
$^{4}_{2}He$	4	$4{,}0026031 \pm 4 \cdot 10^{-7}$	$^{14}_{7}N$	14	$14{,}0030744 \pm 2 \cdot 10^{-7}$
$^{7}_{3}Li$	7	$7{,}0160039 \pm 12 \cdot 10^{-7}$	$^{16}_{8}O$	16	$15{,}99491502 \pm 2{,}8 \cdot 10^{-7}$

$M \rightarrow A \rightarrow \quad \Delta W << M_0$.

Ad.b. Wyznaczanie Masy na podstawie ANALIZY ENERGETYCZNEJ REAKCJI JĄDROWYCH

Bilans energetyczny: (znane M_A, M_B, M_C i T_{kA}... T_{kD})

$$E_{Spocz.D} = M_D c^2 = (M_A + M_B - M_C)c^2 + T_A + T_B - T_C - T_D =$$

($T_B = 0$)

$$= (M_A + M_B - M_C)c^2 - Q$$

$$M_D = M_A + M_B - M_C - \Delta M$$

$$\Delta M = \frac{Q}{\text{j.m.a.}} = \frac{Q}{931{,}48} \qquad 1 \text{ jma} = 931{,}5 \text{ MeV}$$

Q (T_A, T_C) gdyż $T_B = 0$ ($v_{tarcza} = 0$)

T_D (zas. zach. pędu (analizatory mag.)

- dokł. pomiaru $\Delta Q < 10$ keV

i błąd pomiaru M:

$$\delta M = \Delta Q / 931{,}5 \approx 10^{-5} \text{ j.m.a.}$$

Przykład:

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{1}_{1}H + ^{3}_{1}H \qquad \rightarrow$$

Średnia ważona energia tej reakcji Q

$Q = (4{,}0329 \pm 1{,}5 \cdot 10^{-4})$ MeV

i

$$\Delta M \pm \delta M = (Q \pm \Delta Q)/931{,}5 = (4{,}331 \cdot 10^{-3} \pm 1{,}5 \cdot 10^{-7}) \text{ j.m.a}$$

Dla mas $_1H^1$ i $_2H^2$ znanych z błędami: $10^{-7} \rightarrow {}_1H^3$ (10^{-7}).

Takie dokładności tylko dla:

1) monochromatyczność wiązek wyjściowych
2) dokładny pomiar T cząstek wyjściowych i końcowych
3) jądra początkowe i końcowe - stany podstawowe.

Ad. 3c. BILANS ROZPADU α

Spontaniczny proces emisji jądra $_2He^4$

$$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) + {}_2He^4$$

warunek konieczny zajścia rozpadu α

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + M({}_2He^4)$$

Energia rozpadu:

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M({}_2He^4)]\, c^2;$$

Z zasady zachowania E:

$$E_\alpha = T_\alpha + T_j\ ;$$

Z zasady zach. pędu:

$$T_\alpha = \left(\frac{A - 4}{A}\right) E_\alpha\ ; \qquad T_j = \left(\frac{4}{A}\right) E_\alpha\ ;$$

Dokładność $E_{min} < 5$ keV, $\delta M < 5*10^{-6}$ j.m.a.

Przykład:

$$E_{rozp.}\ (_{93}Np^{237}) \qquad E_\alpha = (4{,}954 \pm 0{,}003)\ \text{MeV}$$

Stąd:

$$M(_{93}Np^{237}) = M\ (_{91}Pa^{233}) + m_\alpha + \Delta M \pm \delta M$$

gdzie:

$$\Delta M \pm \delta M = (E_\alpha + \Delta E_\alpha)/931{,}5 = (0{,}005318 \pm 3*10^{-6})\ \text{j.m.a.}$$

$(\delta M/M = 3*10^{-6}/237 \approx 10^{-8})$.

Ad. 4.d. Bilans rozpadu β

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 1) + (\,_{\pm 1}e^0\,)$$

warunek konieczny zajścia rozpadu β

$$M(A, Z) > M(A, Z \pm 1) + m_e$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu,$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \tilde{\nu}\,,$$

$$E_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z \pm 1) - m_e - m_\nu]\, c^2;$$

α – 2, β - 3 cząstki:

$$E_{\beta+} = T_{\beta+} + E_\nu + T_j; \qquad E_{\beta-} = T_{\beta-} + E_{\tilde{\nu}} + T_j;$$

Widmo ciągłe, trudności z pomiarem β,

ale $T_j << T_e + E_\nu$

i $E_\beta \approx T_e + E_\nu = T_{e\,max}$;

Pomiary granicy widma analizatorami magnetycznymi ~ 5 keV.

Ad. 5 (e). Radiospektroskopia mikrofalowa.

Przesunięcie poziomów rotacyjnych cząsteczki - $\Delta E_{rot}(\Delta M)$.

Struktura poziomów cząsteczek ~ $[I(\mu) = \mu r^2]$.

$\Delta E_{rot.} \approx (10^{-5} – 10^{-3})$eV – daleka podczerwień i mikrofale;

$\lambda \approx (10^{-1} – 10)$ cm,

Zawsze – $\Delta M << M \rightarrow \Delta\omega << \omega$ i $\Delta E = \hbar \Delta\omega$ - b. małe

(met. opt. – nie!)

$\Delta\omega$ - pomiar metodami radiospektroskopii

pomiar pochłaniania fali elektromagnetycznej w falowodzie wypełnionym parami gazu.

Pomiar: $\omega_{rez.}$ i $\omega'_{rez.}$.

Zalety: mała ilość substancji, b. dokł. metoda - rezonans.

$(\delta M/M \approx 10^{-6} - 10^{-5})$;

$M({}_1H^3)/ M_{at}({}_1H^2) = 1{,}497466 \pm 8 * 10^{-6}$.
$M({}_{35}Br^{79})/ M_{35}({}_1Br^{81}) = 0{,}975308 \pm 2 * 10^{-6}$.

wszystkie metody
2000 różnych mas jąder

Podstawowe składniki jądra i ich masy -

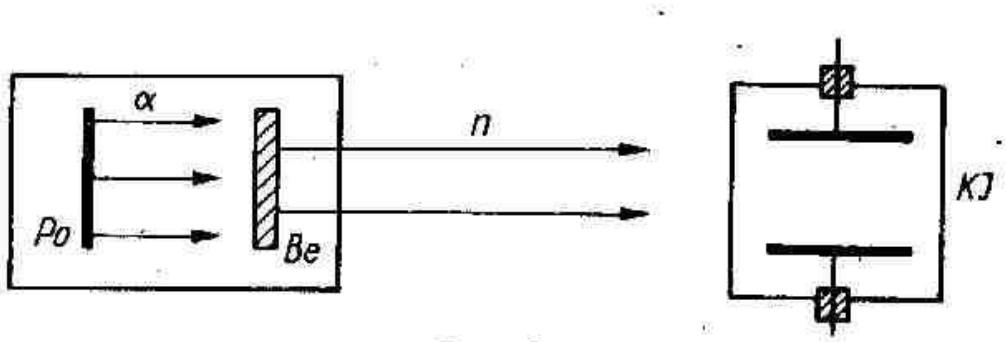
$M_{at}({}_1H^1) = 1{,}007825$ j.m.a = 938,77 MeV/c^2 = 1837,1 m_e;

$M_p = 1{,}007276$ j.m.a. = 938,26 MeV/c^2 = 1836,1 m_e;

Masa neutronu – $_0n^1$.

Rys. (3). Doświadczenie J. Chadwick'a (1932), H i N + n.

$$\alpha(Po) + Be \rightarrow n + H \text{ i } n + N \rightarrow \text{jony (prąd)}$$

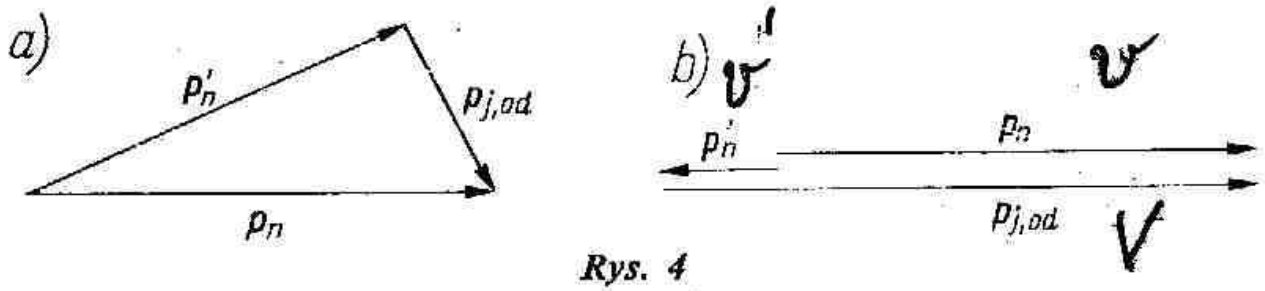


Rys. 3

[Muchin]

ΔE = 0, ZZ E i ZZ p, Δp = 0.

$E_{\text{max. jądra odrz.}}$ - zderzenie centralne rys. 4b.↓



Rys. 4

Rys. 4. p_n, p'_n, $p_{j.od.}$ – pędy n przed i po zderzeniu oraz jądra odrzutu. [Muchin]

Dla takiego przypadku:

$$m_n v = MV - m_n v' \qquad (1)$$

i

$$\frac{m_n v^2}{2} = \frac{MV^2}{2} + \frac{m_n v'^2}{2}$$

Z 1 v'

$$v' = \frac{m_n v - MV}{m_n}$$

$$\frac{m_n v^2}{2} = \frac{MV^2}{2} + \frac{m_n}{2}\left(\frac{m_n v - MV}{m_n}\right)^2 =$$

$$= \frac{m_n^2 v^2 - 2m_n vMV + M^2V^2}{2m_n} + \frac{MV^2}{2}$$

$$2v = V\left(1 + \frac{M}{m_n}\right)$$

v_{max} - zderzenie centralne z "n" o v_{max}

$$2v_{max} = V_{max}\left(1+\frac{M}{m_n}\right)\downarrow$$

$v_{n\,maxH} = v_{n\,maxN}$ dla H i N

więc $$V_{Nmax}\left[1+\frac{M(^{14}_{7}N)}{m_n}\right] = V_{Hmax}\left[1+\frac{M(^{1}_{1}H)}{m_n}\right]$$

ale

$$(V_N)_{max} = \sqrt{\frac{2(T_N)_{max}}{M(^{14}_{7}N)}} \quad (V_H)_{max} = \sqrt{\frac{2(T_H)_{max}}{M(^{1}_{1}H)}} \Leftarrow T = \frac{mv^2}{2}$$

$$\Downarrow$$

$$\sqrt{\frac{(T_H)_{max}\,M(^{14}_{7}N)}{(T_N)_{max}\,M(^{1}_{1}H)}} = \frac{M(^{14}_{7}N)+m_n}{M(^{1}_{1}H)+m_n}$$

$E_{max.H} = 5{,}7$ MeV, $E_{max.N} = 1{,}2$ MeV $\rightarrow$ $$\frac{14+m_n}{1+m_n} = \sqrt{\frac{5{,}7\cdot 14}{1{,}2}} \approx 8$$

$\rightarrow$ $14 + m_n = 8 + 8\,m_n$, $6 = 7\,m_n$

$\rightarrow$ $m_n \approx 1$ j.m.a. $m_n \approx m_p$

Dokładną wartość m_n – z:

(1) reakcji wywoływanych przez neutrony lub w reakcjach,
(2) w których powstaje neutron np.:

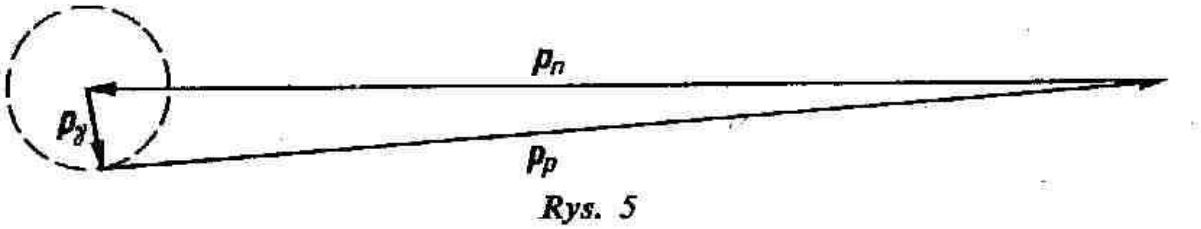
(2) $\gamma + {}_1H^2 \rightarrow n + p$

$ThC''\left({}^{208}_{81}Tl\right) \rightarrow \gamma(2{,}62$ MeV)

0,2 0,2 MeV

Zas. Zach. E: $E_\gamma + M_0({}_1H^2)c^2 = m_{0n}\,c^2 + T_n + m_{0p}c^2 + T_p;$

Zał. – $v_D = 0$.



Rys. 5

Rys. 5. Schemat reakcji rozszczepienia deuteronu: $T_p = 0{,}2$ MeV [Muchin].

$T_p \approx T_n$, $|p_n| \approx |p_p|$, $p_\gamma = E_\gamma/c = 2{,}62$ MeV/c << p_p [0,2 MeV]. ${}_{81}Tl^{208}$.

$$p_p = \sqrt{2m_pT_p} = \sqrt{\frac{2m_pc^2T_p}{c^2}} \approx 20 \text{ MeV/c}$$

$$p_\gamma = p_p + p_n \rightarrow |p_p| \approx |p_n|$$

z:

$n_n = 1{,}00866$ j.m.a.

2 reakcja!

$$_7N^{14} + n_{term.} \rightarrow p(0{,}585\ MeV) + {}_6C^{14}$$

$T_{n\ ter.} = 2{,}5\ 10^{-2}$ eV

Bilans:

$$[M_{at}(_7N^{14}) + m_n]c^2 = [M(_6C^{14}) + m_p]c^2 + T_p + T_C$$

lub (+ 7 e):

$$m_nc^2 = [M_{at}\ (_6C^{14}) - M_{at}(_7N^{14})]c^2 + M_{at}(_1H^1)c^2 + T_p + T_C$$

$M_{at}\ (_6C^{14}) - M_{at}(_7N^{14}) = 0{,}156$ MeV (spektrometr);
z $p_n = p_p + p_{C14} \rightarrow T(_6C^{14}/T_p) = m_p/(_6C^{14}) \rightarrow\ T(_6C^{14})$

$p_n = p_p + p_C$

$T_n = 2{,}5\ 10^{-2}$ eV $\Rightarrow p_n \approx 0.$ $\rightarrow$

$$\Delta m = m_n - M_{at}\ (_1H^1) = 0{,}782\ MeV,$$

i

$$m_n = 1{,}0086652 \pm 1\ 10^{-7}\ j.m.a. \approx 939{,}55\ MeV = 1838{,}6\ m_e,$$

$$m_n = m_p + 2{,}5\ m_e = m_p + 1{,}3\ MeV.$$

$$\overline{m}_{nukleon} = (m_p + m_n)/2 \approx 1{,}008\ j.m.a. \approx 939\ MeV/c^2.$$

ENERGIA WIĄZANIA JĄDER. - STABILNOŚĆ JADER.

$M_j < \Sigma m_N \rightarrow$

$$\Delta W = \left[Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)\right]c^2$$

E. W.
Energia do rozdzielenia jądra na składniki podstawowe p i n

$$\Delta W = [\ ZM_{at}\ (_1H^1) + (A-Z)m_n - M_{at}\ (A,Z)\ ]c^2$$

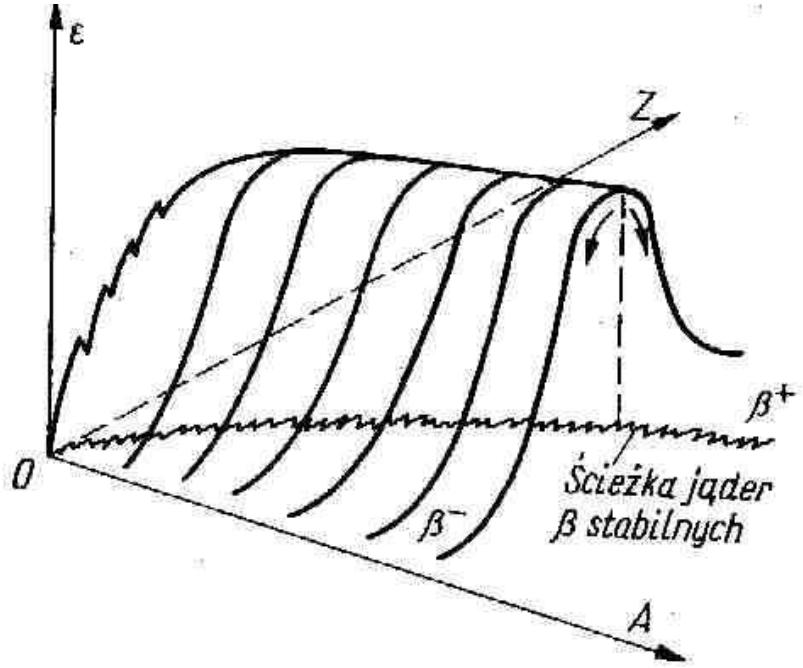
1. $\Delta W\ _2He^4 \approx 28$ MeV
2. $\Delta W\ _6C^{12} \approx 92$ MeV;
3. $\Delta W\ _9O^{16} \approx 128$ MeV;
4. .$\Delta W\ _{16}S^{32} \approx 272$ MeV;

ENERGIA WIĄZANIA ε

Powierzchnia energetyczna

ε - $E_{wiązania}$ nukleonu w jądrze.

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A}$$



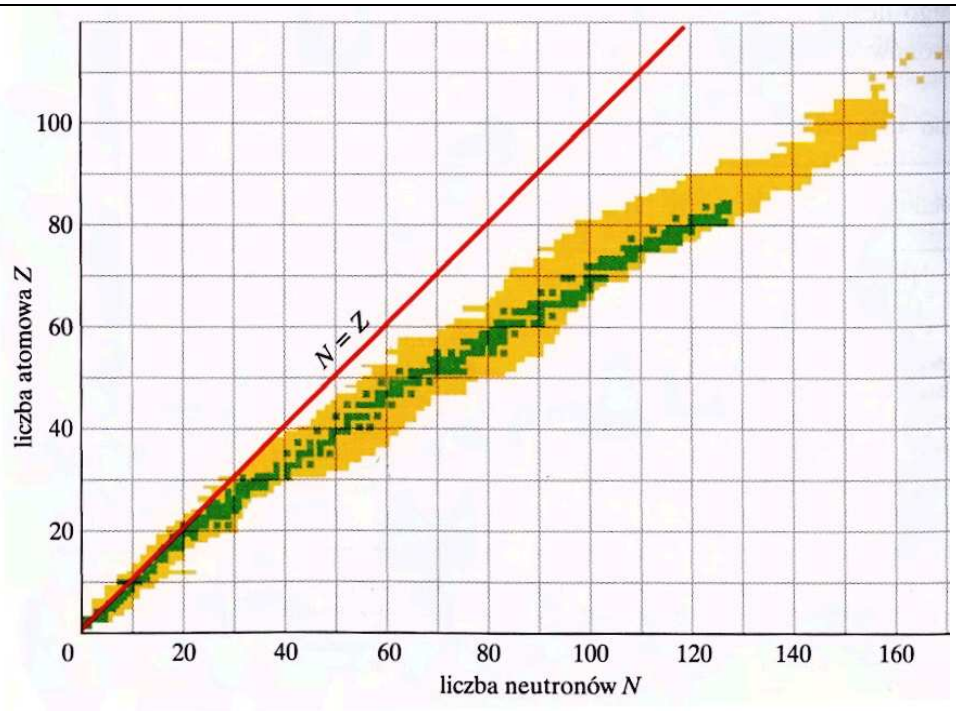
Rys. 6

Rys. 6.

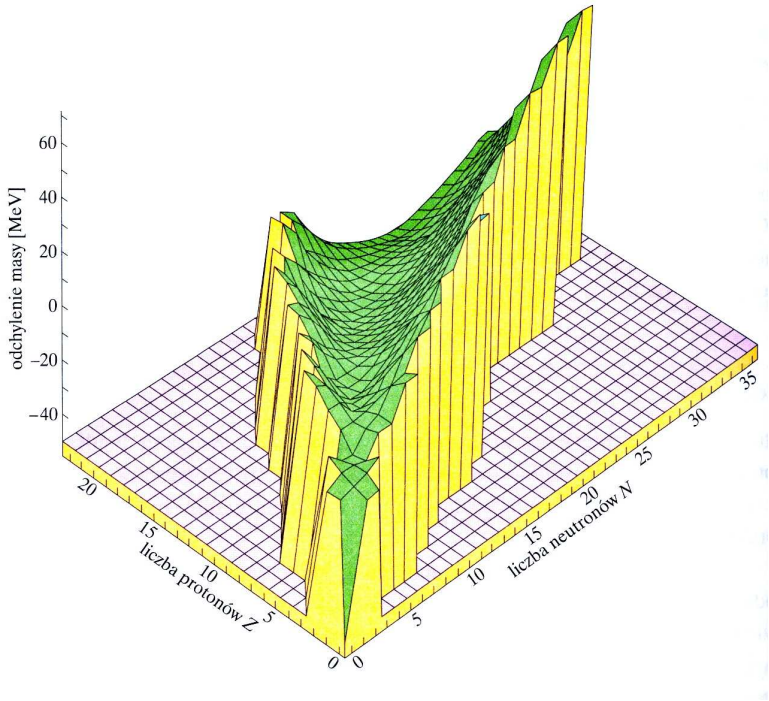
Powierzchnia energetyczna [Muchin]

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015 \cdot A^{2/3}}$$

ścieżka jąder stabilnych względem przemiany β.



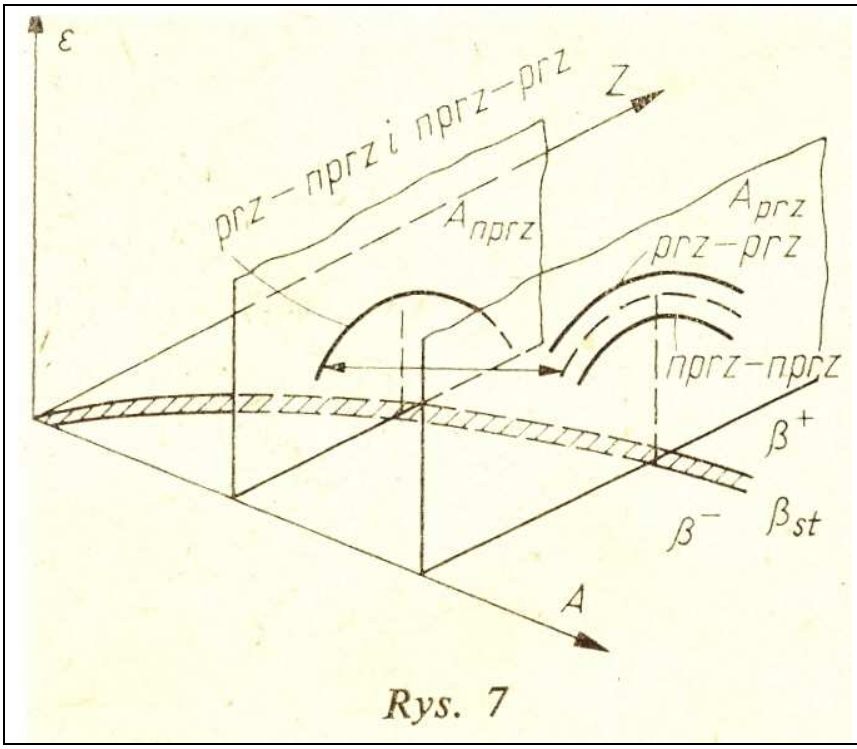
43.4.
Mapa znanych nuklidów. Zielone – trwałe
[Haliday, Resnick, Walker]



43.12.

Odchylenie masy nuklidu. [$(M - A)c^2$]
Wycinek doliny nuklidów o małej masie.
[Haliday, Resnick, Walker]

Różne przekroje powierzchni energetycznej:



Rys. 7

Rys. 7.

IZOBARY na ścieżce stabilności.
[Muchin]

Cięcie płaszczyzną

A = const

A_n – 1 parabola

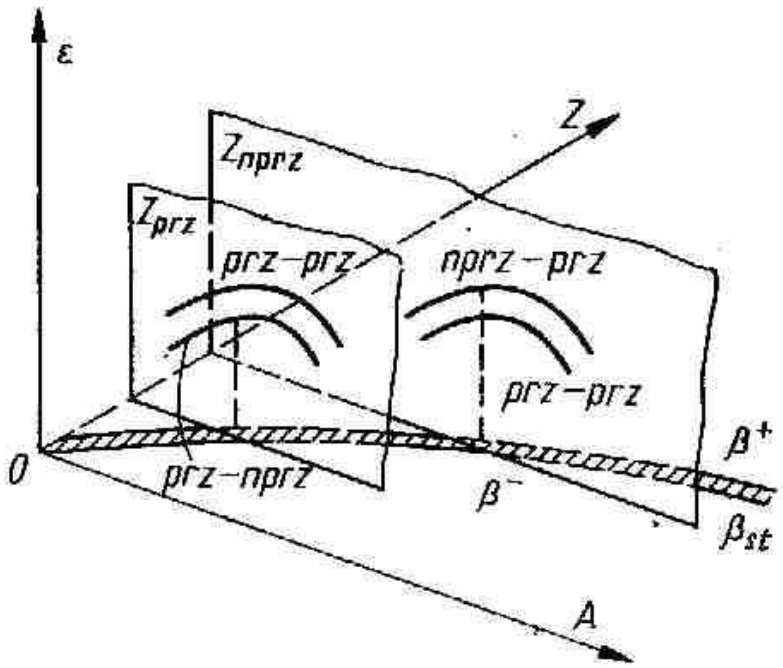
A_p – 2 parabole

Rys. [Muchin]
IZOTOPY
na ścieżce stabilności.

Cięcie płaszczyzną
Z = const

(nprz-prz → nprz-nprz)

(prz-prz → prz-nprz)



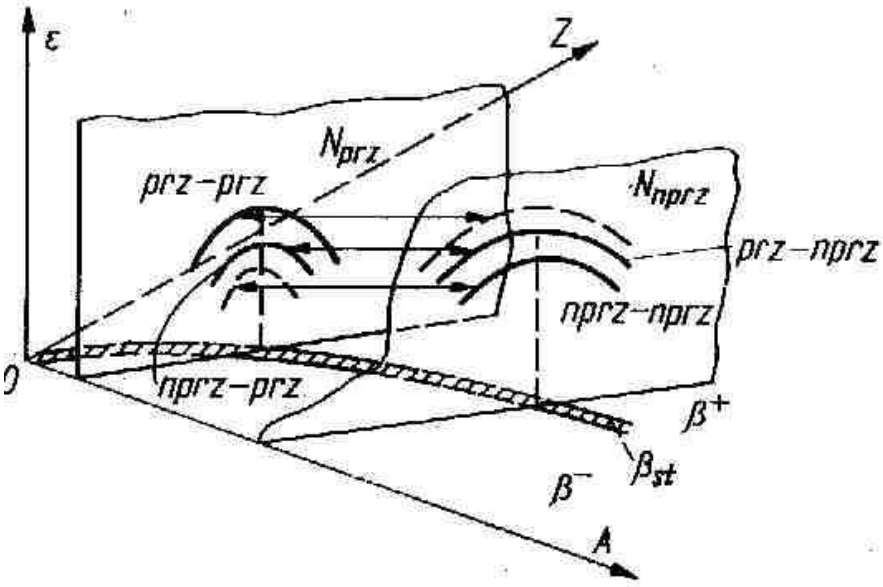
Rys. 8

Rys. 9. [Muchin]

IZOTONY na ścieżce stabilności.

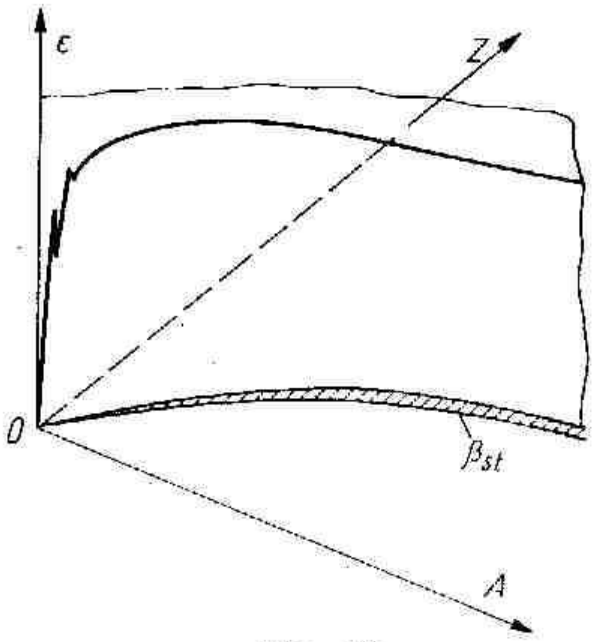
Cięcie płaszczyzną

N = const



Rys. 9

Grzbiet 3 warstwy! Takie przekroje – ok. 25 jąder?



Rys. 10

Rys. 10. [Muchin].

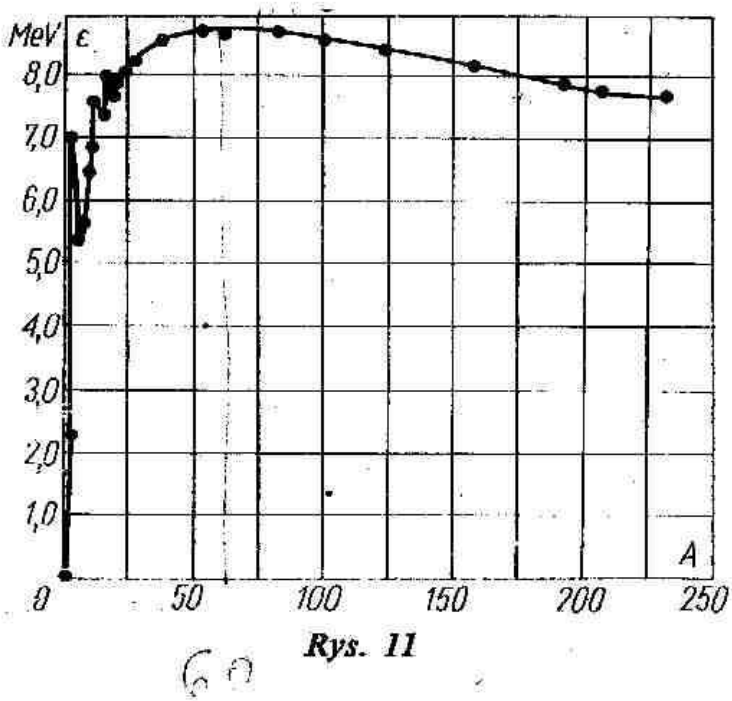
Przekrój powierzchnią cylindryczną przez ścieżkę stabilności - ok. 350 jąder:
Jądra lekkie, ciężkie, stabilne, α-promieniotworcze, różne s, P, ...

Źródło najbogatszych infor-macji o własnościach jąder

ANALIZA PRZEKROJU

źródło najbogatszych informacji o wł. jąder i sił jądrowych

8,8 MeV



Rys. 11

Rys. 11. [Muchin].

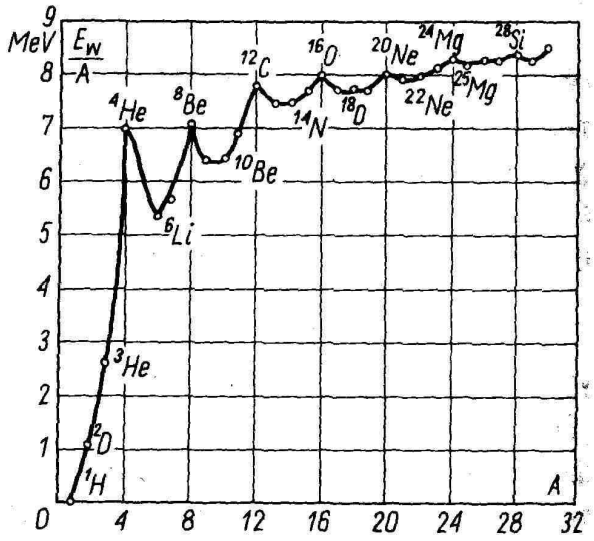
7,6 MeV (U)
Rozwinięcie przekroju cylindrycznego na płaszczyznę.

* MeV → A = 16

ε_{max} = 8,8 MeV dla
A = 60 (Fe^{58}, Ni^{62})

ε_{kon} = 7,6 MeV -- $_{82}U^{235}$;

dla większości jąder $\varepsilon \approx \bar{\varepsilon} = 8$ MeV



[Cz. Bobrowski]
Średnia energia wiązania na 1 nukleon

$$\bar{\varepsilon} \approx 8\text{MeV} \equiv 0.0085 \text{ j.m.a.} \downarrow$$

i

$$\Delta W \approx \bar{\varepsilon} A = 8 A \text{ MeV} =$$
$$= 0{,}0085 A \text{ j.m.a.}$$

$$\Delta W = \bar{\varepsilon} A$$

Wnioski z krzywej:

1. $\Delta W > 0$ i $\varepsilon > 0$ (+) -
siły jądrowe - charakter przyciągający.

Odpychanie kulombowskie mniejsze o około $10 - 10^3$ razy, na odległości 10^{15} m

2. $\bar{\varepsilon} \approx$ 8 MeV - siły jądrowe - silne

dla $_2He^4$ $\varepsilon \approx 7$ MeV

$$V_{kul} = \frac{e^2}{r} \approx 0.7\text{MeV}$$

3. $\Delta W \sim A$ - wysycania sił jądrowych –
nukleon oddziałuje jedynie z ograniczoną liczbą otaczających go nukleonów - krótki zasięg sił jądrowych
(nie do $A(A-1) \approx A^2$)

4. Spinowa zależność sił jądrowych - $_1H^3$ - 1p + 2n o różnych spinach ↑↓.

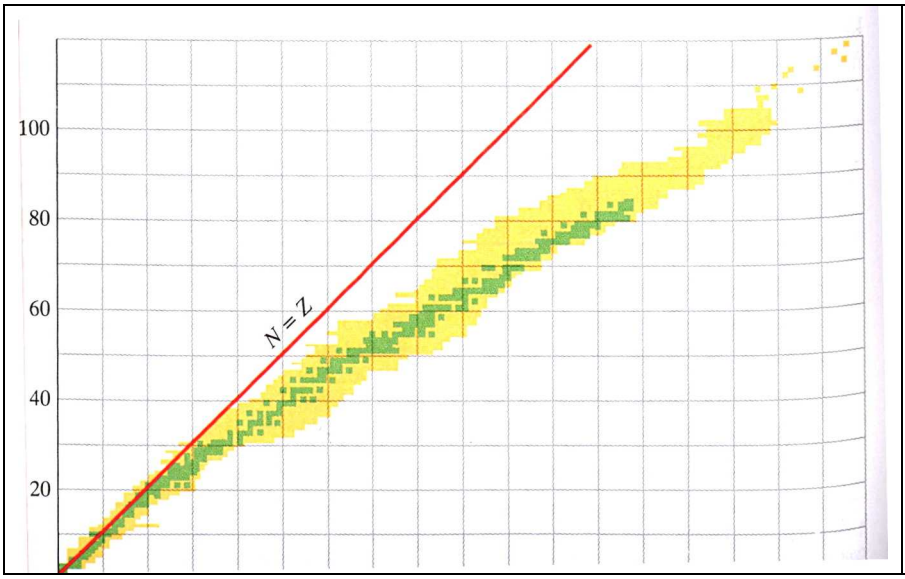
5. $\Delta W << M(A, Z) \Rightarrow$

$M_j \approx A$ j.m.a. z dokładnością do 0,1 % (wyjątek j. b. lekkie)

$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta W (A, Z) \approx Am_N - \Delta W (A, Z) \rightarrow$

$M(A, Z) \approx (1{,}008 - 0{,}0085)A$ j.m.a. $= 0{,}9995 A$ j.m.a. $\Rightarrow$
nadmiar masy $\rightarrow |\delta| = |M - A| = = 0{,}0005$ j.m.a.

6. Ścieżka stabilności biegnie na płaszczyźnie (A, Z) w ten sposób,



że, dla jąder lekkich:

$$Z \approx N \approx \frac{A}{2}$$

dla ciężkich:

$N \approx 1{,}5\ Z \rightarrow$

$$Z \approx \frac{A}{2{,}5}$$

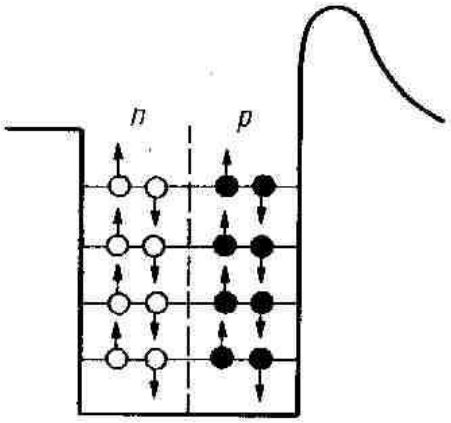
- zjawisko symetrii skił jądrowych, 43.4. [Halliday, Resnick, Walker]

(zasada Pauliego (s = 1/2) -rys. 12);

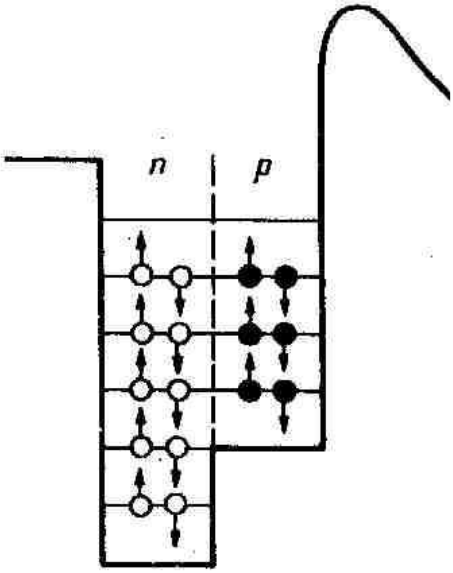
Stany w modelu cząstek niezależnych:

Rys. 12 i 13

Podwójna studnia potencjału dla n i p: spełniają zasadę Pauliego, s =1/2). [Muchin].



Rys. 12



Rys. 13

Rys. 12. Dla jąder lekkich gdzie oddziaływanie kulombowskie jest stosunkowo małe $N \approx Z$, $h_n \approx h_p$.

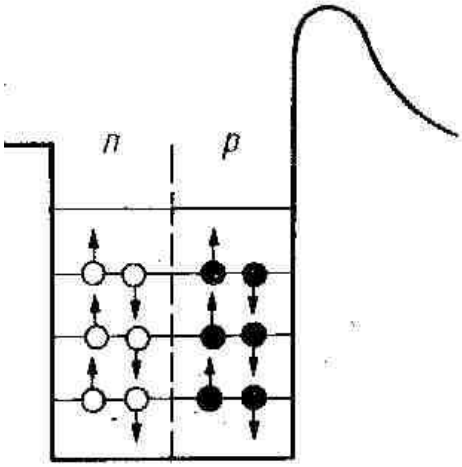
Rys. 13. Dla jąder ciężkich więcej neutronów ze względu na większe oddziaływanie kulombowskie $F \sim Z^2$.

Zależność między Z i A dla jąder β stabilnych

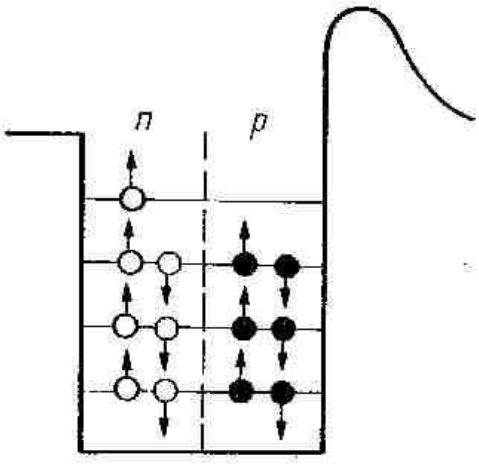
$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015\, A^{2/3}}$$

7. ε – wskaźnik trwałości jądra.

Jądra parzysto-parzyste - szczególnie duża ε (Rys. 14) - wyróżnienie - tzw. jądra α cząstkowe → ^{12}C, ^{16}O tzn. z A = 4n.



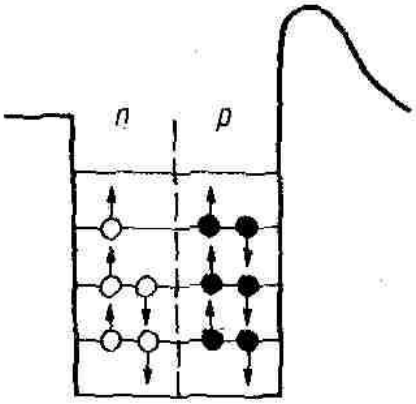
Rys. 14



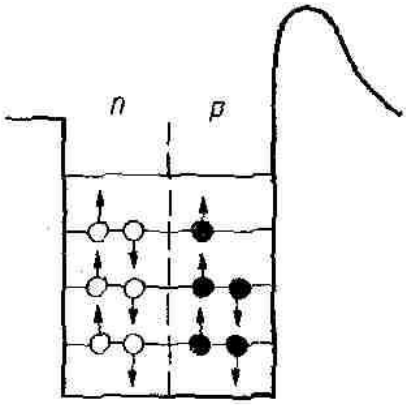
Rys. 15

Rys. 14 i 15. Jądra parzysto (p)- parzyste (n) i parzysto - nieparzyste. [Muchin].

Dodatkowego oddziaływania szczególnie trwałe między dwoma nukleonami (dwójkowanie) 2p + 2n (Rys.14).



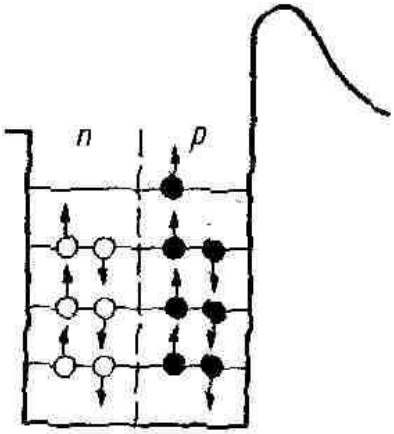
Rys. 16



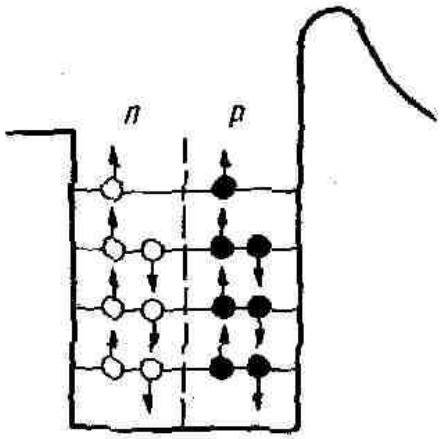
Rys. 17

Rys. 16 i 17. Jądra parzysto - nieparzyste i nieparzysto - parzyste. [Muchin]

Jądra p-n i n - p (Z, P) $\varepsilon_{np} \approx \varepsilon_{pn} < \varepsilon_{pp}$ - jeden nieparzysty n lub p (Rys. 15, 16, 17 i 18).



Rys. 18



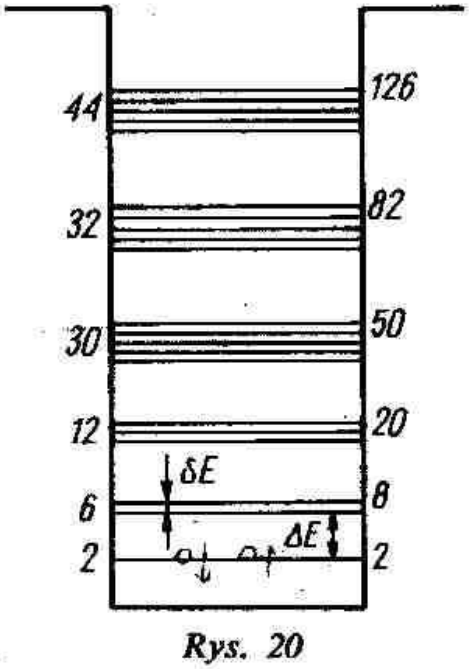
Rys. 19

Rys. 18 i 19. Jądra n-n (Rys. 19) prawie zawsze są niestabilne ze względu na rozpad β, [Muchin]

$_1H^2$, ^6_3Li, $^{10}_5B$, $_7N^{14}$ - (tylko 4 jądra stabilne)

8. Dla jąder parz. parz. szczególnie trwałe są te, które posiadają 2, 8, 20 (28) 50, 82, (126-n) neutrony lub protony.

LICZBY MAGICZNE ↑ j. magiczne i podwójnie magiczne



Rys. 20

Rys. 20.
Model powłokowy. [Muchin]

Serie powłok (δE małe)
odległe od siebie
o ściśle określoną liczbę nukleonów.

ΔE >> δE

Zapełnianie powłok - oddzielenie n i p.

Jednoczesne zapełnienie powłoki p i n - szczególnie trwałe jądro.

9. Energie wiązania jąder zwierciadlanych $X_1(Z_1N_2) \rightarrow X_2(Z_2N_1)$

$E_1 = E_2 + E_{kulomb.}$.

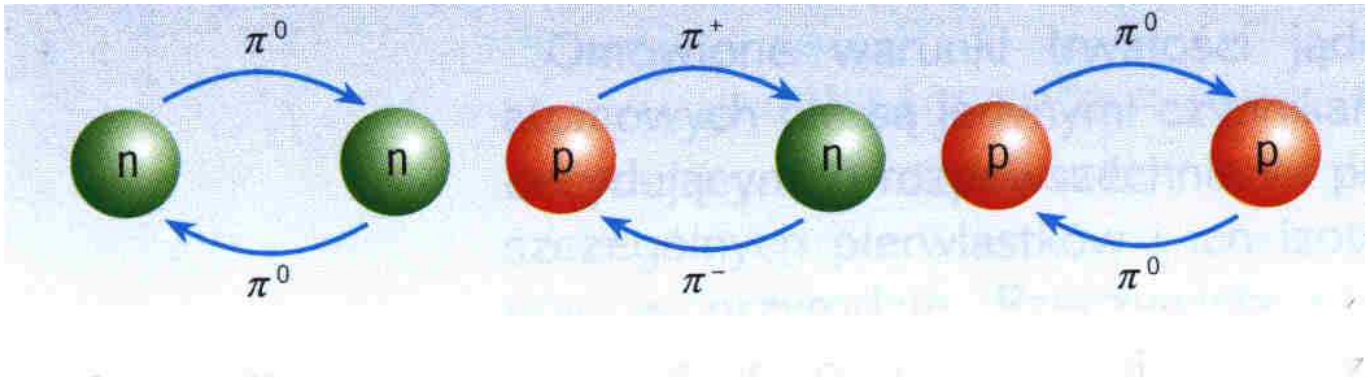
$$\Delta W({}_1H^3) - \Delta W({}_2He^3) = 0{,}75\ \text{MeV} = e^2/2r \quad \rightarrow$$

symetria ładunkowa sił jądrowych

$$(p - p)_j \equiv n - n$$

niezależność ładunkowa sił jądrowych!

$$(p - p)_j \equiv n - n \equiv n - p$$



10. Rozpad α jest korzystniejszy dla jąder ciężkich

$$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) + {}_2He^4,$$

Wynik bilansu energetycznego rozpadu α

$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - m_\alpha]c^2 =$

$$= \Delta W(A - 4, Z - 2) + \Delta W({}_2He^4) - \Delta W(A, Z) =$$

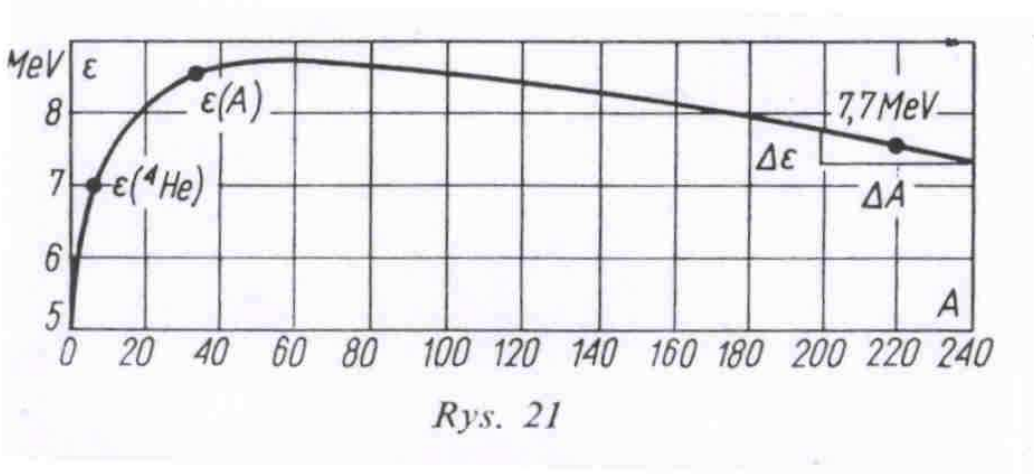
$$= (A - 4)\varepsilon_{A-4} + 4\varepsilon({}_2He^4) - A\varepsilon_A = 4\,[\varepsilon\,({}_2He^4) - \varepsilon_{A-4}] + A\,(\varepsilon_{A-4} - \varepsilon_A) \approx$$

$$\approx 4\,[\varepsilon\,({}_2He^4) - \varepsilon_{A-4}) + A\left(\frac{d\varepsilon}{dA}\right)dA \qquad (9)$$

Ocena wielkości E_α dla jądra α = 220 (Zakres A 200 -240)
z rys. 21:

$$\varepsilon\,({}_2He^4) = 7{,}1\ \text{MeV} \quad \varepsilon(A = 220) \approx \varepsilon(A = 216) = 7{,}7\ \text{MeV}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dA} \approx \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta A} = -\frac{0{,}33}{40}\text{MeV} = -\frac{1}{120}\text{MeV} \qquad dA = -4$$



Rys. 21

Rys. 21.

Rozważania na temat korzyści energetycznej przy rozpadzie α. [Muchin].

i ze wzoru (9)

$$E_\alpha = [4(7{,}1 - 7{,}7) + 220\ (4/120)] \approx 5 \text{ MeV (grube)}$$

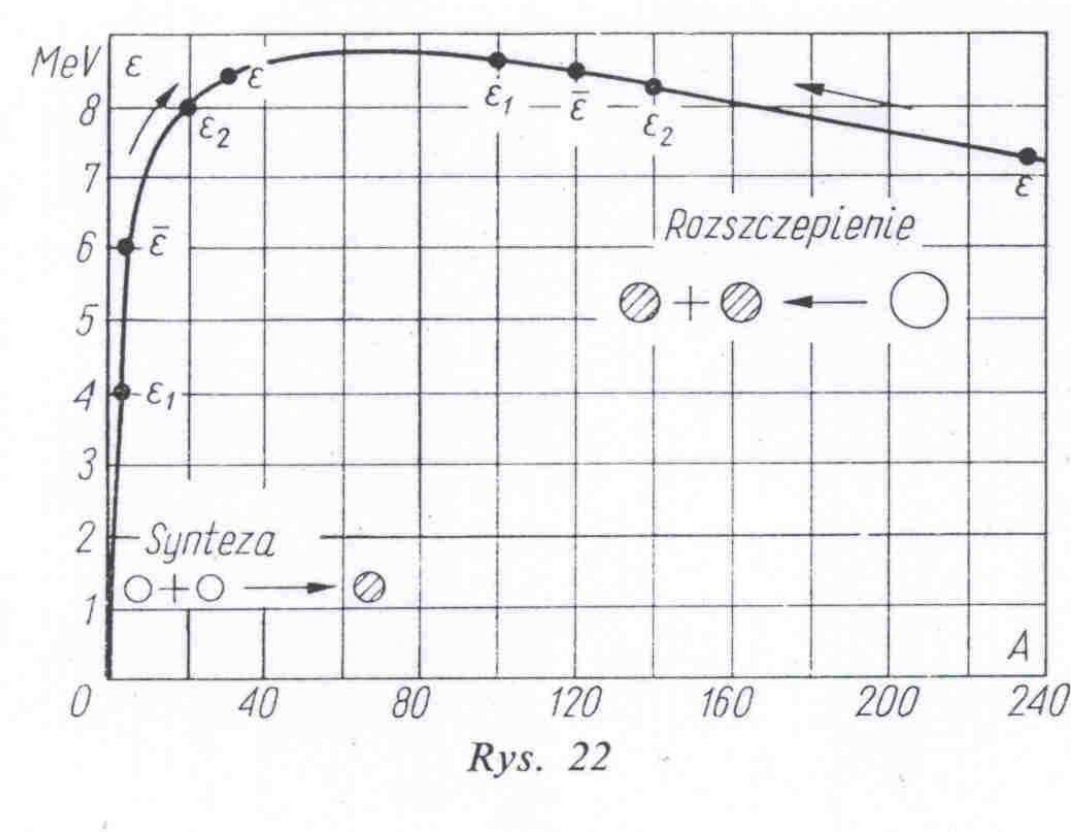
dla jąder lekkich:

$$\frac{d\varepsilon}{dA} > 0 \qquad \text{a} \qquad [\varepsilon\ ({}_2He^4) - \varepsilon_{A-4}] < 0 \quad \Rightarrow$$

$$E_\alpha < 0 \qquad \Rightarrow$$

ROZPAD α JEST NIEMOŻLIWY!

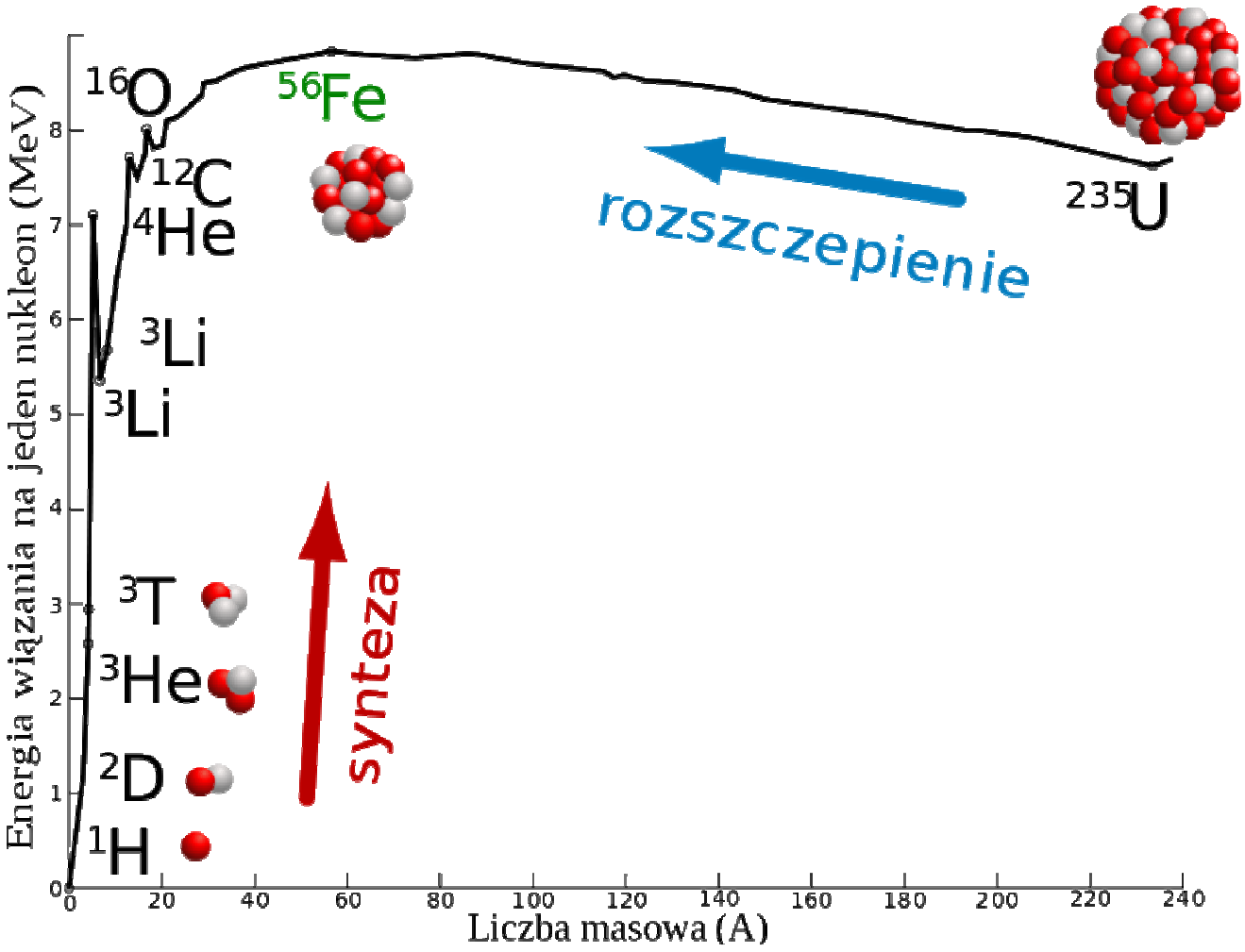
ROZSZCZEPIENIE ⇔ SYNTEZA



Rys. 22

Rys. 22.

Korzyści energetyczne przemian promienio-twórczych rozszczepie-nia i syntezy. [Muchin]



Rys. Internet. (http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/d/d7/Synthesis_of_heavy_nuclei_and_fission_of_heavy_nuclei.svg)

Rozszczepienie - A, Z $\Rightarrow (A_1, Z_1), (A_2, Z_2) \Rightarrow$ fragmenty rozszczepienia

$$A \rightarrow A_1 + A_2;\ Z \rightarrow Z_1 + Z_2$$

Synteza - $A_1 + A_2 \rightarrow A, \quad Z_1 + Z_2 \rightarrow Z$

Przy rozszczepieniu:

(1.3.1) $$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A,Z)]c^2$$

czyli:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A;$$
$$M_1 = Z_1m_p + (A_1 - Z_1)m_n - \varepsilon_1 A_1;$$
$$M_2 = Z_2m_p + (A_2 - Z_2)m_n - \varepsilon_2 A_2;$$

A więc dla reakcji rozszczepienia:

$$Q_{rozszcz.} = (M - M_1 - M_2)c^2 = \varepsilon_1A_1 + \varepsilon_2A_2 - \varepsilon A = A\,(\bar{\varepsilon} - \varepsilon)$$

gdzie:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1A_1 + \varepsilon_2A_2}{A_1 + A_2}$$

Z rys. 22.

$(\bar{\varepsilon} > \varepsilon) \Rightarrow \quad Q_{rozszcz.} > 0$ - korzystne energetycznie

i identycznie dla syntezy:

$$Q_{synt.} = (M_1 + M_2 - M)c^2 = A\,(\varepsilon - \bar{\varepsilon})$$

i

$$(\varepsilon > \bar{\varepsilon}) \Rightarrow \quad Q_{synt.} > 0$$

Inne rodzaje energii wiązania. Energia separacji nukleonu

Zał. $_{16}S^{32}$ ---- 2* $_8O^{16}$, i z 1.3.1

$$\Delta W_{2O}\,(_{16}S^{32}) = [2\,M(_8O^{16} - M(_{16}S^{32}) -)]\,c^2.$$

$$\Delta W_{2O}\,(_{16}S^{32}) = \Delta W(_{16}S^{32}) - 2\Delta W(_8O^{16}) \approx 16\ MeV.$$

lub np.

$_8O^{16}$, $_6C^{12}$, $_2He^4$(24 MeV); $\quad 2\,_6C^{12}$, $2\ _2He^4$(32 MeV);

$8\ _2He^4$(48 MeV); $\quad <<$ $\quad \Sigma N$ (272 MeV)

Energia wiązania N w lekkich jądrach (szczególnie mała):

$_4Be^9 - 2* {}_2He^4 + n \rightarrow \Delta W =$ 2 MeV << $\quad \Sigma N \rightarrow \Delta W =$ 58 MeV.

$$_{92}U^{238} \Rightarrow {}_{90}Th^{234} + {}_2He^4. \qquad (\alpha)$$

$\Delta W\,(_{92}U^{238}) = [M\,(_{90}Th^{234}) + M(_2He^4) - M\,(_{92}U^{238})]\,c^2 = -4{,}25$ MeV.

$$\Delta W_{(A-4,\ Z-2)\ +\ He}\,(A, Z) = -E_\alpha(A, Z) \rightarrow (E_{rozpadu\ \alpha})$$

Podobnie podział na dwa jądra.

$\Delta W_{[A(x), Z(x)] + [A(y), Z(y)]}$ (A, Z) =

= [M [A(x), Z(x)]) + M[(A(y), Z(y)] – M(A, Z)]c^2 = Q_{roz}(A, Z) < 0 MeV

E separacji (wiązania) nukleonu $\varepsilon_N \neq \Delta W/A = \varepsilon$,

$\varepsilon_n = [m_n + M(A - 1, Z) - M(A, Z)]c^2$;

$\varepsilon_p = [m_p + M(A - 1, Z - 1) - M(A, Z)]c^2$;

E przyłączania nukleonu.

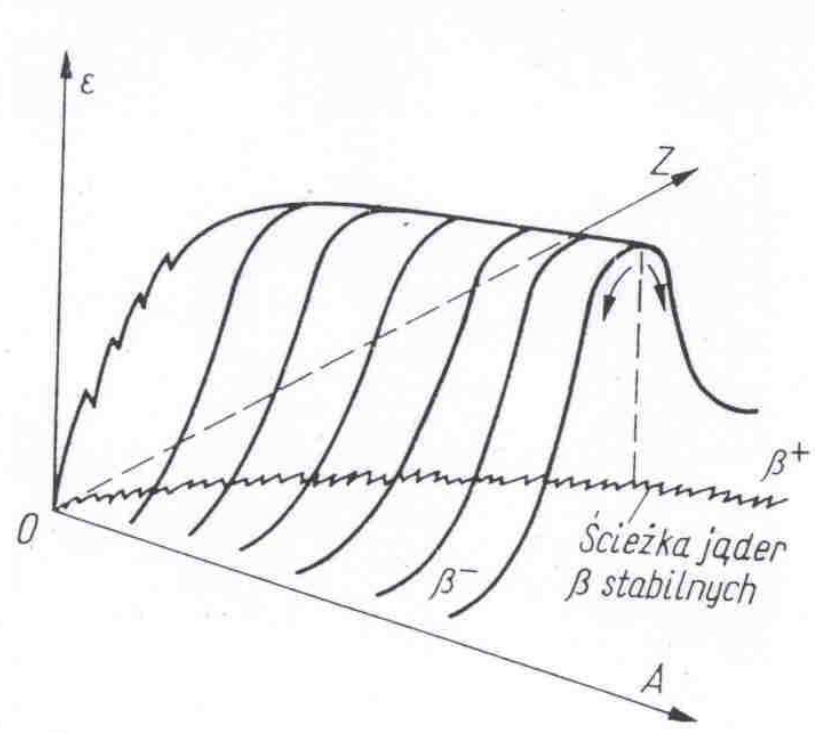
ε_p i ε_n - silna fluktuacja od jądra do jądra ≠ (ε)

$\varepsilon_p(_1H^2) = \varepsilon_n(_1H^2) = 2{,}22$ MeV, $\varepsilon_n(_7N^{13}) = 20{,}3$ MeV;

$\varepsilon_p(_6C^{14}) = 20{,}8$ MeV, $\varepsilon_p(_7N^{13}) = 1{,}9$ MeV;

Jądra stabilne ze względu emisję nukleonu,
własności sił jądrowych.

Analiza zbocza powierzchni energetycznej –
jądra β promieniotwórcze.



Rys. 6

Nadmiar protonów - (β^+)

Ścieżka stabilności względem rozpadu β

[Muchin]

$$Z = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}015A^{2/3}}$$

→ $\varepsilon_{N\,max}$.

350 jąder stabilnych!

Niedobór protonów - (β^-) nadmiar (n)

Cechy wspólne dla wszystkich jąder:

Rozpad β - oddziaływanie słabe (powolne) 10^{-2} - 10^{-10}s (teoret.)
(cząstki elementarne), (Oddziaływania silne - 10^{-23}s).

Jądra prom. β - ε > 0; $\varepsilon_p > 0$; $\varepsilon_n > 0$; $\varepsilon_\alpha > 0$...

jądra stabilne ze względu na emisję nukleonu

$T_{1/2} >> \tau_i$

(zachowane indywidualne własności - M, skład nukleonowy,
układ poziomów, przemiany jądrowe itd.)

Obszar jąder stabilnych ze względu na emisję nukleonu,

granice - od $\varepsilon_p = 0$ (β^+) do $\varepsilon_n = 0$ (β^-).

Schodzenie po zboczu $\rightarrow$ przepaść $\varepsilon < 0$)
analiza znanych jąder.

Tab.2 i rys. 23-26.

Ponowne rozpatrzenie przekrojów powierzchni energetycznej:

1. Ile jąder stabilnych ze względu na emisję nukleonu już znaleziono i ile będzie można znaleźć?
2. Jakie własności? Jak się one zmieniają z oddalaniem się A i Z od szczytu (1.3.4.)?
3. Jakie będą jądra dla $\varepsilon_p \approx 0$ (β^+) i $\varepsilon_n \approx 0$ (β^-).

1. Analiza znanych jąder i półempiryczna ekstrapolacja,
2. Analiza i przewidywania oparte na modelach jądrowych.

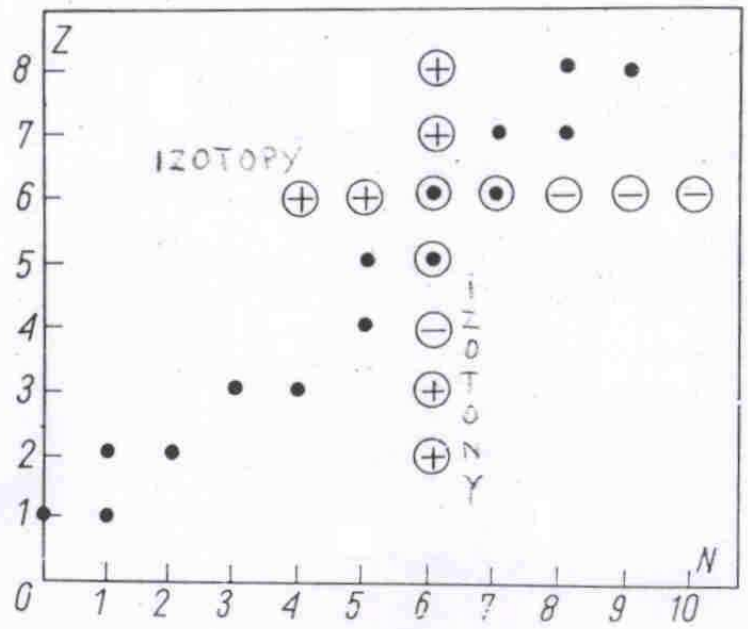
Cięcia - Z = const, (rys.8), N = const (rys.9.)

Tabela.2. Analiza znanych jąder + półempiryczna ekstrapolacja - Z = 6.[Muchin]

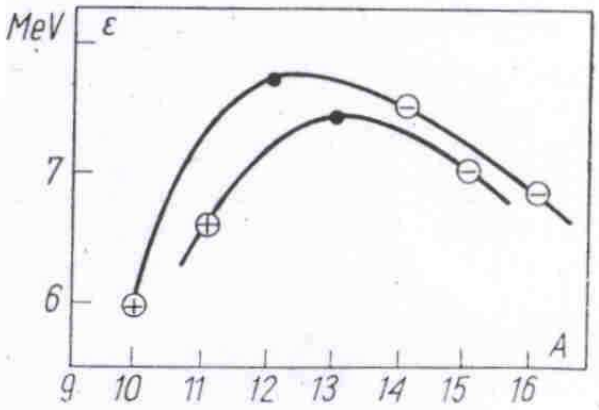
Tablica 2

Jądro	$^{10}_{6}C^{4}$	$^{11}_{6}C^{5}$	$^{12}_{6}C^{6}$	$^{13}_{6}C^{7}$	$^{14}_{6}C^{8}$	$^{15}_{6}C^{9}$	$^{16}_{6}C^{10}$
Rodzaj radio-aktywności	β^+	β^+	Sta-bilne	Sta-bilne	β^-	β^-	β^-
E [MeV]	2,2	1,0	—	—	0,15	9,8	8,0
$T_{1/2}$	19 s	20 min	—	—	5730 lat	2,4 s	?
ε [MeV]	6,0	6,6	7,7	7,5	7,5	7,1	6,9
ε_n [MeV]	—	13,1	18,7	4,9	8,2	1,2	4,3
ε_p [MeV]	4	8,7	16	17,5	20,8	—	—
P_n [MeV]	?	—	5,6	—	3,3	—	3,1
ε_{2n} [MeV]	?	—	32	—	13	—	5,5
$\bar{\varepsilon}_n$ [MeV]	?	—	16	—	6,5	—	2,75

Krzyż izotopów i izotonów pp↓



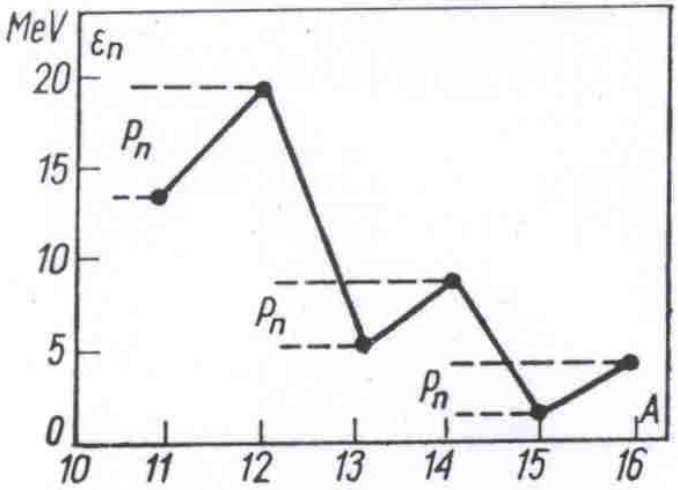
Rys. 23



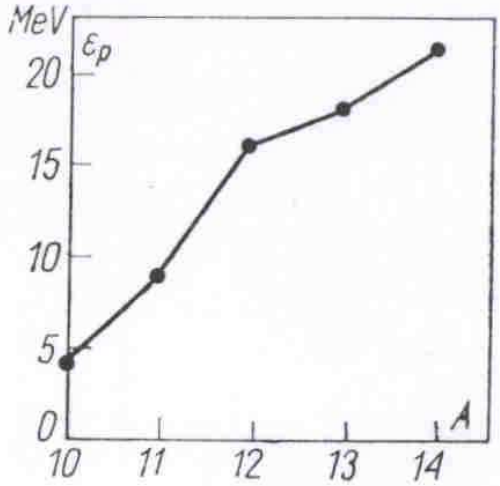
Rys. 24

pn;np↑

Rys. Izotopy węgla na ścieżce stabilności i izotony n = 6.
i zależność ε(A) dla izotopów węgla [Muchin].



Rys. 25



Rys. 26

Rys. Bardziej wyraźna zależność energii separacji nukleonów ε_p i ε_n w zależności od masowej A, ε_n ↓ i ε_p↑ dla n↑. [Muchin]

Dla jąder niestabilnych ze względu na emisję neutronu $\varepsilon_n \leq 0$ a protonu i $\varepsilon_p \leq 0$.

Energia dwójkowania P_n

(energia utworzenia pary neutronowej w j.)

$P_n = \varepsilon_n (A, Z) - \varepsilon_n (A - 1, Z)$; Z = const, A - Z = N (parzyste).

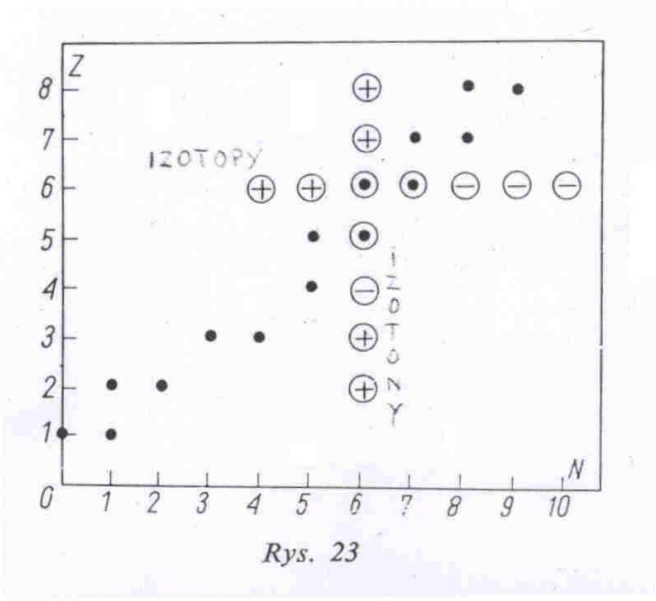
P_n(kształt jądra)⇓ przy zbliżaniu się ilości n do l magicznej (O)

E separacji pary neutronowej (brak fluktuacji):

$$\varepsilon_{2n} = [M(A, Z) - M(A - 2, Z) - 2m_n]c^2.$$

Gdzie:

Z = const; A – Z parzyste



Rys. 23

Rys. 23.

Pozioma (Z = const.) i pionowa (N = const.) szerokość znanych jąder stabilnych ze względu na emisję nukleonu - Z = 6 i N = 6. [Muchin]

• - jądra stabilne ze względu na rozpad β.

Tabela 3 (IZOTONY n = 6) i Rys. ↑.[Muchin].

Tablica 3

Jądro	$^{8}_{2}He^{6}$	$^{9}_{3}Li^{6}$	$^{10}_{4}Be^{6}$	$^{11}_{5}Be^{6}$	$^{12}_{6}C^{6}$	$^{13}_{7}N^{6}$	$^{14}_{8}O^{6}$
Rodzaj radio-aktywności	β^-	β^-	β^-	Sta-bilne	Sta-bilne	β^+	β^+
E [MeV]	14	13,6	0,55	—	—	1,2	1,8
$T_{1/2}$	0,12 s	0,17 s	$2{,}5 \cdot 10^6$ lat	—	—	10 min	72 s
ε [MeV]	3,9	5,0	6,5	6,9	7,7	7,2	7,0
ε_p [MeV]	?	?	?	11,2	16	1,9	4,6
ε_n [MeV]	?	?	6,8	11,5	18,7	20,3	?
P_p [MeV]	?	—	?	—	4,8	—	2,7
ε_{2p} [MeV]	?	—	?	—	27,2	—	6,6
$\bar{\varepsilon}_p$ [MeV]	?	—	?	—	13,6	—	3,3

E dwójkowania protonów:

$P_p = \varepsilon_p(A, Z) - \varepsilon_p(A - 1, Z - 1)$ Z (parzyste), A - Z = N = const.

Energia separacji pary protonowej:

$$\varepsilon_{2p} = [M(A, Z) - M(A - 2, Z - 2) - 2m_p]c^2.$$

Dla Z – parzystego i A – Z = const. a $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{2p}}{2}$;

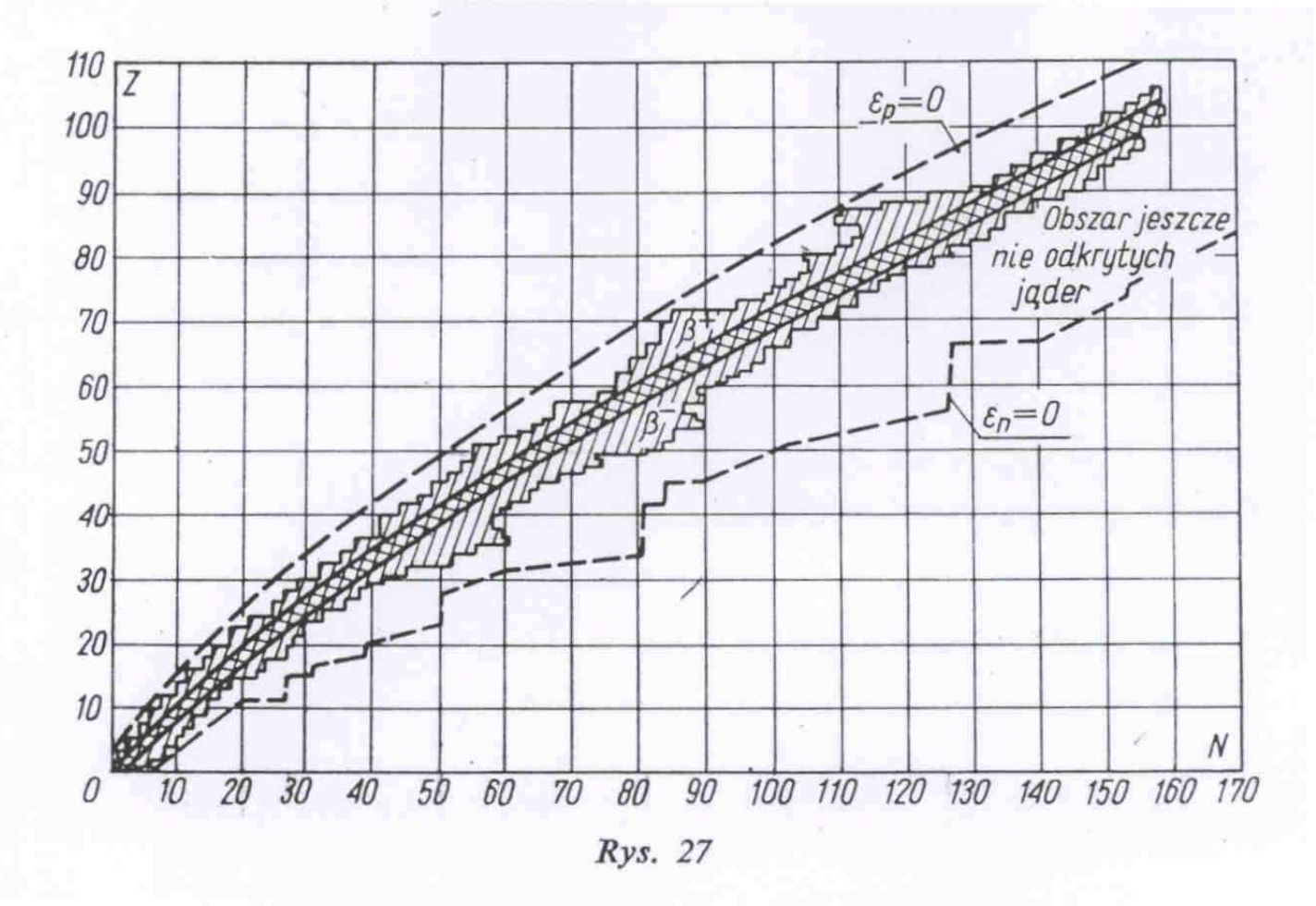
Rozważanie krzyża rys. 23. - rozmiary obszaru jąder s. w. e. N.

j. stab. względem emisji nukleonu = 3 - 4 × (j. s. w. rozpadu β).
13:3
jądra β promieniotwórcze = 2 - 3 × (j. s. w. rozpadu β).
10:3

W obszarze dużych Z:

Dodatkowe wielkości charakterystyczne jąder
E_α, E_{roz}, $T_{1/2}^{\alpha}$, $T_{1/2}^{rozcz.}$.

↓(50) ↓(82) (25 jąder)



Rys. 27

Rys. 27. Ogólny widok płaszczyzny ZN z naniesionymi wszystkimi znanymi jądrami stabilnymi ze względu na emisję nukleonu. .[Muchin].

2000 jąder. Dla Z = 50 i 82 po ok. 25 jąder.

Porównanie własności jąder znanych → przewidywanie własności jąder (sąsiednich)

Objaśnienie wykrytych doświadczalnie prawidłowości → teoria

Sugestie do modeli: powłokowego (Z, N...) i kroplowego (α...).

Półempiryczny wzór na energię wiązania jądra:

$$\Delta W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma Z^2 A^{\frac{1}{3}} - \zeta(A/2 - Z)^2/A + \delta A^{-\frac{3}{4}} \qquad (1.3.20)$$

Gdzie:

α, β, γ, ζ i δ – współczynniki, δ = 0 dla nieparzystych A, a

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} = 3(Ze)^2/5R \qquad \text{lub} \qquad \gamma = \frac{3e^2}{5r_o}$$

(błąd ~ 10-20 MeV)

(kombinacja z modelem powłokowym 1 – 2 MeV)

Wnioski:

1. Liczba jąder stabilnych (em. Nukleonu ~2000) inne dla $\varepsilon > 0$ rys. 27. Obszar stabilności nukleonowej x 2 – rys.27. $\varepsilon_{n,p} = 0$)

2. Granice stabilności n, dla $\varepsilon_n \to 0$: jądra β^- (mały $T_{1/2}$, duża E_β) i opóźniona emisja n... 2n?, duże rozmiary He^6 i He^8, $\varepsilon_{2n} < \varepsilon_n$;

3. Występowanie jąder z dużym nadmiarem neutronów He^8, Li^{11},→

   istnienie jąder? Bineutron, tetraneutron?

4. Granice stabilności p, dla $\varepsilon_p \to 0$: jądra β^+ (mały $T_{1/2}$, duża E_β) i prom. protonowa - $\varepsilon_p < 0$; 2 prot. Dla: $\varepsilon_p > 0$, $\varepsilon_{2p} < 0$,

5. W obszarze jąder superciężkich mogą występować „wysepki” jąder trwałych liczb magicznych Z - 114, N - 184 i Z – 164

6. Jądra poza granicami stabilności nukleonowej $\varepsilon_n = 0$ i $\varepsilon_p = 0$ niestabilne ze względu na emisję nukleonu, mogą istnieć $\tau \sim 10^{-23}$s.

   (m, Z, s, v, E itd.)

Promień jądra

Pierwsze informacje - E. Rutherford –

rozpraszanie α na atomach - cała masa w kuli o r = 10^{-14}-10^{-15}m.

Metody wyznaczania

1. Na podstawie stałej rozpadu λ
2. Analiza półempirycznego wzoru na masę i energię wiązania jądra.
3. Rozpraszanie szybkich neutronów na jądrach.
4. Badanie promieniowania rentgenowskiego mezoatomów mionowych.

5. Rozpraszanie szybkich elektronów na jądrach.

Ad.1. Ciężkie jądra - promieniotwórczość α – jądra z końca TM:

Prawo Geigera-Nutala (empiryczne)

$\ln \tau + A \ln E_{k\alpha} = B;$ E –(9 - 4 MeV); $\tau = \frac{1}{\lambda}$ - 10^{-7} s - 10^{10} lat

Przejście α przez barierę kulombowską - brzeg bariery ≈ $R_{jądra}$. τ(R),

$R(\alpha) = 8{,}4 \div 9{,}8 \cdot 10^{-15}$ m ~

10^{-15}m

$R = r_o A^{1/3}$ gdzie $r_o = (1{,}45 \div 1{,}5)$ ·fermi, [femtometr - fm].

Ad.2. Analiza półempirycznego wzoru na masę jądra. Rozpad β jąder zwierciadlanych (A,Z) → (A, Z-1).

$$\Delta W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma Z^2 / A^{\frac{1}{3}} - \zeta (A/2 - Z)^2 / A + \delta A^{-\frac{3}{4}}$$

(1) (2) (3) (4) (5)

Porównanie doświadczenia z teorią:

$\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} = 3(Ze)^2 / 5R$	lub	$\gamma = \frac{3e^2}{5r_o}$

Szczególnie proste wyznaczanie dla jąder zwierciadlanych + β.

(A Z) $\beta^+ \rightarrow$ (A, Z - 1) jądra zwierciadlane (n)$[A - Z]_1 = [Z - 1]_2$ (p),

$\rightarrow$ A = 2Z - 1

i wtedy $\delta A^{-\frac{3}{4}} = 0$; (1) = (1'), (2) = (2'), (4) = (4')

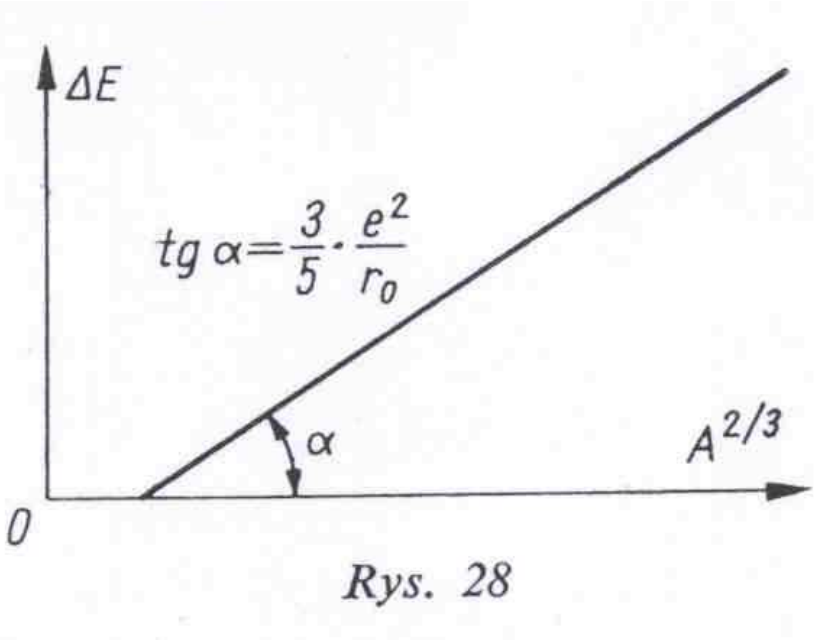
$$\zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} = \zeta \frac{[A/2 - (Z-1)^2}{A} = \frac{\zeta}{4A} = \text{const}$$

dla: A = 2Z -1

Różnica energii wiązań

ΔE = ΔW (A, Z –1) - ΔW (A, Z) =

$$\Delta E = -\gamma \frac{(Z-1)^2}{A^{\frac{1}{3}}} + \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} = \frac{\gamma}{A^{\frac{1}{3}}}\left(Z^2 - Z^2 + 2Z - 1\right) = \gamma \frac{(2Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} = \gamma \frac{A}{A^{\frac{1}{3}}} = \gamma A^{\frac{2}{3}} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{r_o} A^{\frac{2}{3}} \quad \rightarrow$$



Rys. 28

Rys. [Muchin].

Wyznaczanie r_0 dla jąder zwierciadlanych

$y = kx$

$y = \Delta E_{exp},\ k = \frac{3}{5}\frac{e^2}{r_0},\quad x = A^{2/3};$

E z mas:

$$\Delta E_{exp} = M(A - Z) - M(A, Z - 1) + m_n - m_p;$$

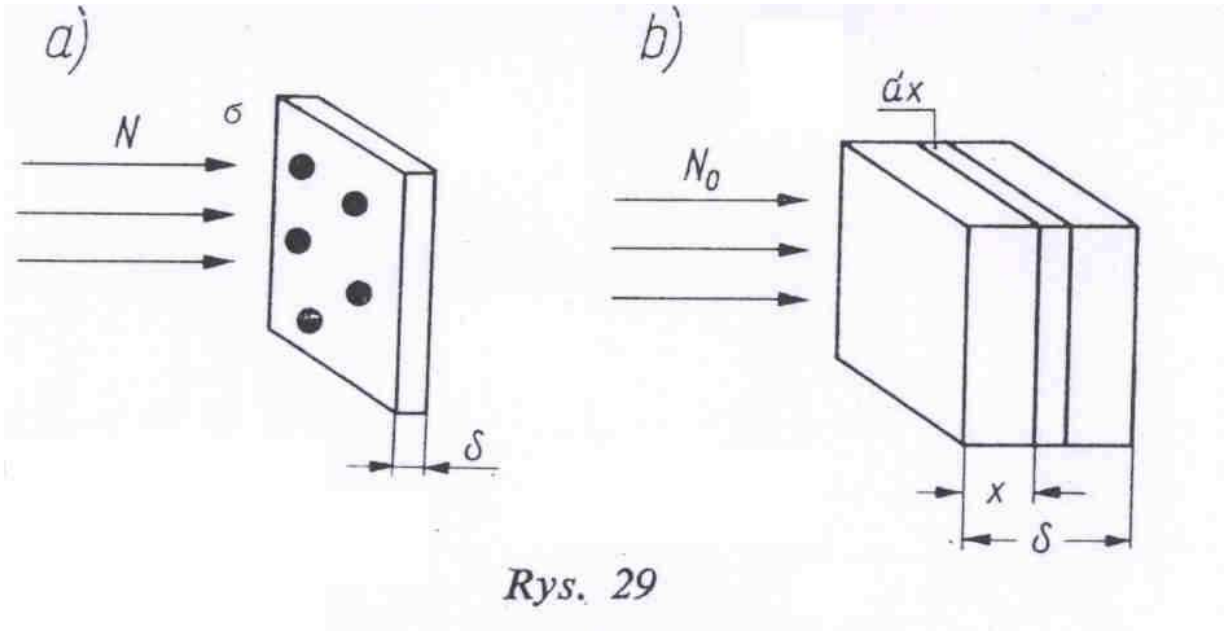
lub z rozpadu β;

$$\Delta E_{exp} = E_{\beta+} + m_n + m_e - m_p = E_{\beta+} + 1{,}8\ MeV \rightarrow$$

$$r_o = (1{,}2 \div 1{,}3) \cdot 10^{-15}\ m$$

Ad. 3. Analiza rozpraszania szybkich neutronów na jądrach.

Przekrój czynny σ - prawdopodobieństwo zajścia oddziaływania.



Rys. 29

Rys. a [K.N. Muchin].

N – (strumień n/cm^2), założenie - jądra nie zasłaniają się,

Wówczas: $dN = \sigma_{(n\text{-jądro})}\, n\, \delta\, N$

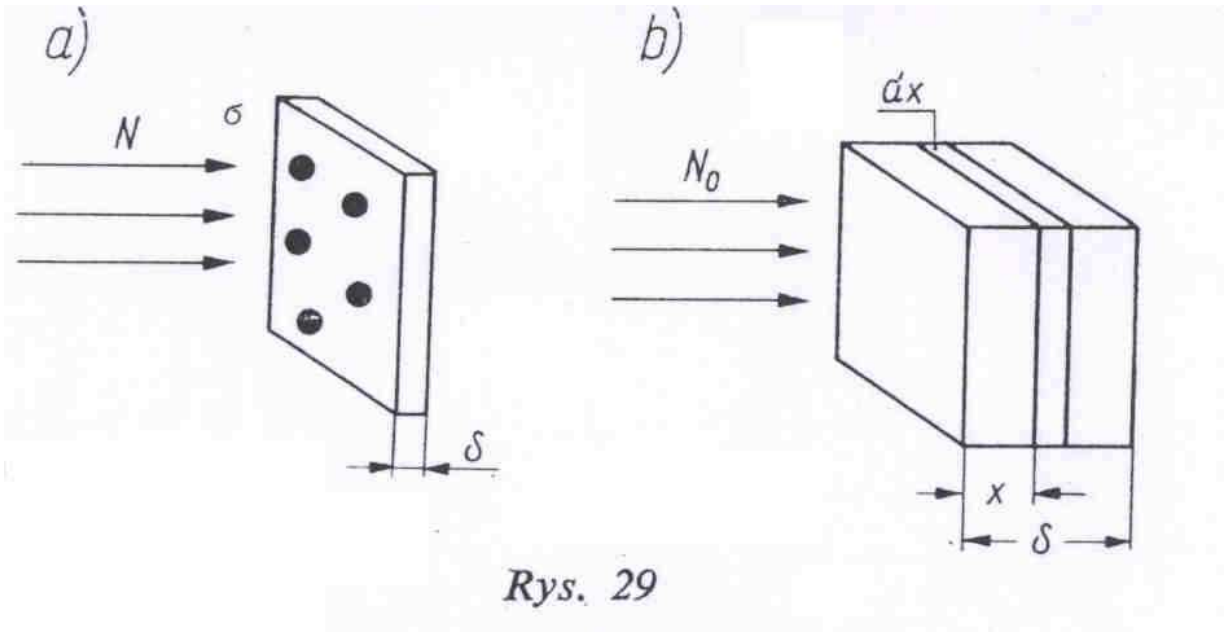
dN – liczba zderzeń, n - koncentracja jąder tarczy, δ - jej grubość, N = (strumień n)/cm^2.

$$\rightarrow \sigma_{(n\text{-jądro})} = \frac{dN}{Nn\delta} = \frac{[m^{-2}s^{-1}]}{[m^3][m][m^{-2}s^{-1}]} = [m^2]$$

gdy σ – efektywne $S_{\text{poprzeczna jądra}} - \sigma n \delta = dS \rightarrow$

$\rightarrow$ (powierzchnia zajmowana przez wszystkie jadra)

Dla grubej folii rys.29 b), N(x) i:



Rys. 29

Rys. b. [K.N. Muchin]. $dN = - N(x)n\sigma dx$ $\frac{dN}{N} = -n\sigma dx$

Gdzie: N(x) – liczba neutronów, które dotarły na głębokość x,

dx – grubość warstwy tarczy.

$\ln N = -n\sigma x + C$ dla $x = 0$ $C = \ln N_o$

$\ln N = - n\sigma x + \ln N_o$ ↓ $N = N_o \exp(-n\sigma x)$

$$\sigma = -\ln \frac{N(\delta)}{N_0} \frac{1}{n\delta}$$

σ - [cm^2] - fizycznie to pole przekroju poprzecznego jądra xZ

Wyznaczenie R – σ(R),

$\sigma = \pi R^2$??? rozpraszanie niesprężyste (T_n = 10 MeV)

(+ dyfrakcyjne rozpraszanie sprężyste fali neutronowej de Broglie'a na jądrach - πR^2)

$\sigma = \pi R^2 + \pi R^2 = 2\pi R^2$

Doświadczenia:

(E = 14 – 25 MeV) $R = 1{,}4 \cdot 10^{-15} A^{1/3} m$

(90 MeV) $R = 1{,}37 \cdot 10^{-15} A^{1/3} m$

(1,4 GeV) $R = 1{,}28 \cdot 10^{-15} A^{1/3} m$

$R = (1{,}3 \cdot 1{,}4) 10^{-15} A^{1/3} m$

Ad. 4. Badanie promieniowania rentgenowskiego mezoatomów mionowych.

(1936r – prom. Kosmiczne μ)

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \qquad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

μ^{207} ($\tau = 2\times10^{-6}$ s, $m_\mu = 207\ m_e$)

R_{Bora} mezoatomu = 1/207 orbity elektronowej

$$r_{(K)\mu} = \frac{\hbar^2}{Z m_\mu e^2} = \frac{10^{-54}}{82 \cdot 207 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 23 \cdot 10^{-20}} [cm] = 3 \cdot 10^{-15}\ m$$ -

↑ ↑mezoatom Pb

$r_\mu << r_e \rightarrow E_{fot.\ teoret.}$ ~ silna zależność od założeń R.

Widmo w granicach zmian promienia jądra

Δr od $0 - 1{,}3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} m \rightarrow$ zmiany E – (16 → 5,5) MeV

$R_{Pb(exp+teoret)} = 1{,}17 \cdot 10^{-15} A^{1/3} m.$

Ad. 5. Rozpraszanie szybkich elektronów na jądrach.

Najdokładniejszy pomiar rozmiarów jąder.

Obraz dyfrakcyjny po przejściu wiązki elektronów przez kryształ – doświadczenie Davissona Germera – $\lambda = h/p$.

ELEMENTY MECHANIKI KWANTOWEJ

Hipoteza de Broglie'a 1924. Dualizm uniwersalny. Falowe własności materii.
Foton -

$$E = \hbar\omega \qquad \text{i} \qquad p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$$

Ruch elektronu lub innej cząstki:

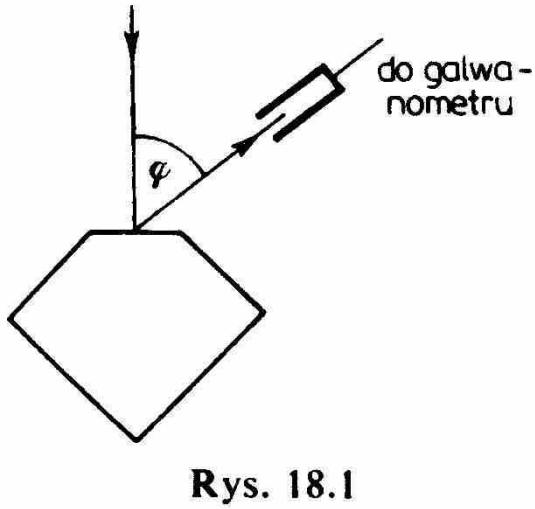
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{mv} = \frac{h}{p} \qquad 18.1$$

i

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \qquad 18.2$$

Potwierdzenie:

e

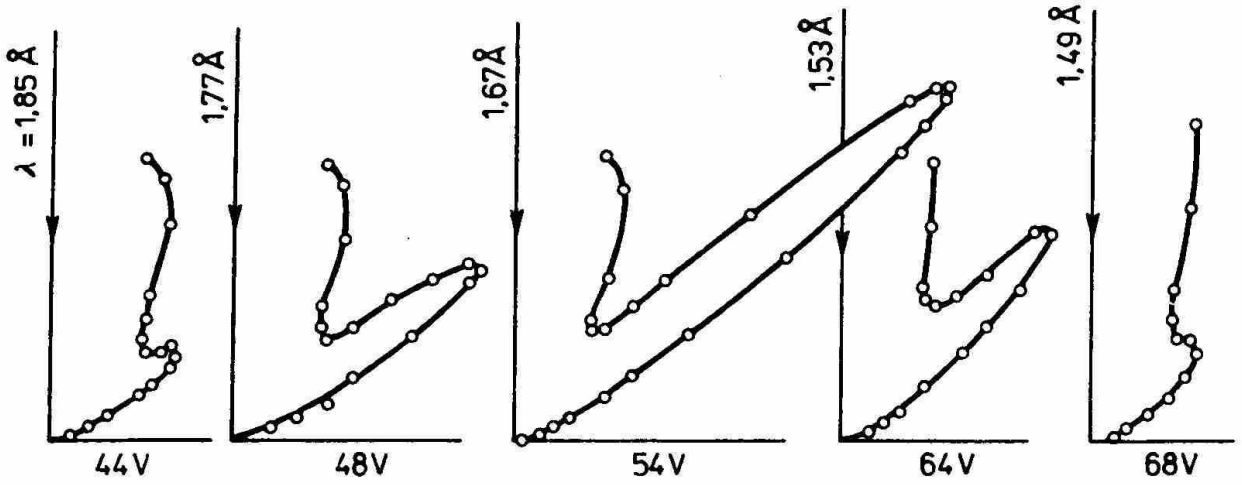


Rys. 18.1

[I.W. Sawieliew]
Doświadczenie C.Davissona L.Germera 1927.
Odbicie elektronów od monokryształu Ni (układ krystaliczny regularny)

I(v, φ)

I jego wyniki doświadczalne, Rys. ↓[I.W. Sawieliew].

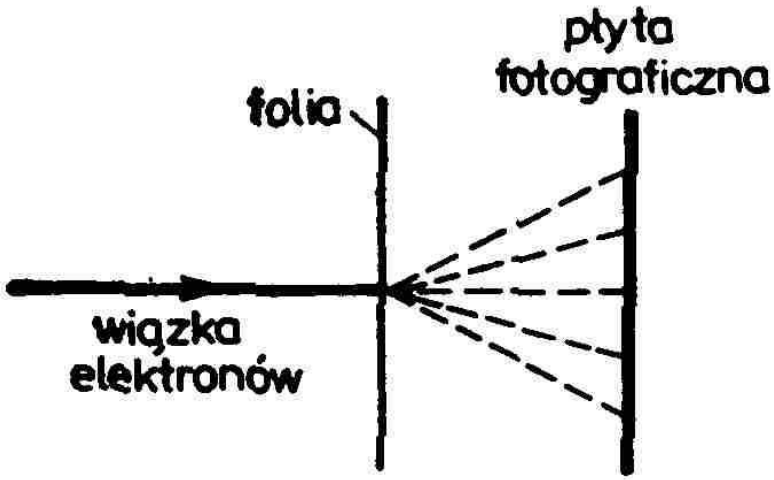


Rys. 18.2

↓ kierunak padającej wiązki elektronów.

$2 d \sin \varphi = n\lambda_{Bragga}$,

54 V ~ λ = 1,67 Å λ_{Bragga} = 1,65 Å



Rys. 18.3

G.P. Thomson (1927 r.), P.S. Tartakowski;

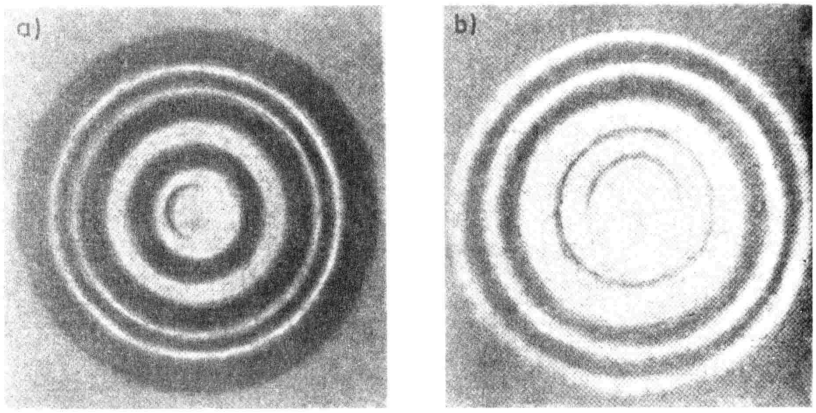
Wiązka elektronów,

V = n 10 kV

[I.W. Sawieliew].

Przykłady:

Au ↓ Al ↓



Rys. 18.4

Elektrogram złota "a"

i rentgenogram Al "b"
[I.W. Sawieliew]
Stern – wiązki atomów

L.M. Bibermann, N.G. Suszkin,
W.A. Fabrikant 1949r.
Pojedynczy e!

A dla MeV:

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{hc}{T} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}\,\text{cm}}{1{,}6 \cdot 10^{-6}\ T(\text{MeV})} = \frac{1{,}24 \cdot 10^{-10}}{T(\text{MeV})}\,\text{cm}$$

dla 100 MeV - $\lambda = 10^{-14}$ m

Doświadczenie Hofstadera n^x100 MeV dla:

$_{20}Ca^{40}$ - $1{,}32 \cdot 10^{-15}$ m, $_{79}Au^{197}$ - $1{,}18 \cdot 10^{-15}$ m,

czyli:

$R = (1{,}2 - 1{,}3) \cdot 10^{-15}\ A^{\frac{1}{3}}$ m dyfrakcja na jądrach

PORÓWNANIE WYNIKÓW

Wszystkie doświadczenia potwierdzały słuszność założenia o ... sferycznym kształcie jądra (w przybliżeniu)

$R = r_o A^{\frac{1}{3}}$ - gdzie $r_o = (1{,}2 - 1{,}5) \cdot 10^{-15}$ m

Elektromagnetyczny (elektryczny) - $1{,}2 \cdot 10^{-15}\ A^{-1/3}$m (teoria)
i jądrowy promień jądra 1,4 $A^{-1/3}$fm!

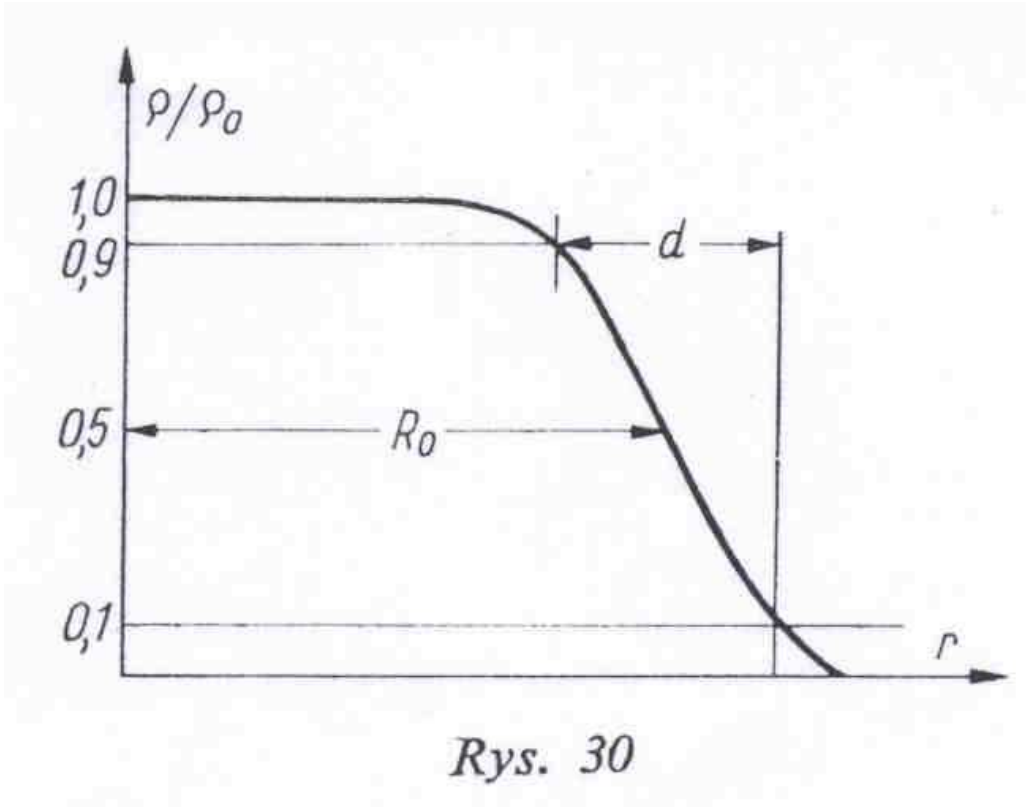
potwierdzenie ze wzoru półempirycznego (dziś):

$\gamma = 0{,}71$ MeV $\rightarrow$ $R_{(\text{wzór półemp.})} = 1{,}21 \cdot 10^{-15}\ A^{-1/3}$m

Elektrony o E ≈ 500 MeV pozwalają określić również rozkład gęstości protonów wewnątrz jądra: rozkład Fermiego

$$\rho = \frac{\rho_0}{1+\exp(r-R_o)/\delta} \qquad \delta = 0{,}55 \text{ fm}$$

| ρ – stałe |



Rys. 30

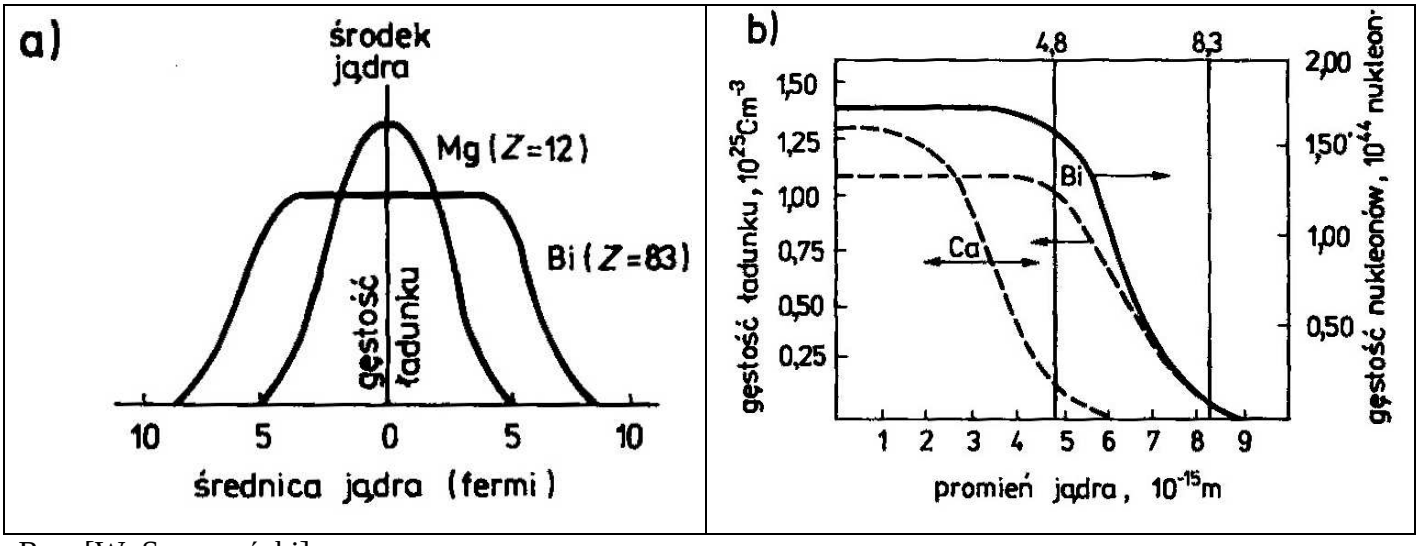
$R_0 = 1{,}08\ 10^{-15}\ A^{-1/3}$m

δ = 0,55 fm - miara szybkości zmniejszania się ρ ładunku wraz z odległo-ścią od środka jądra.

[K.N. Muchin].

Zmiana ρ ładunku od ($0{,}9\rho_0$ do $0{,}1\rho_0$) d = const = 4,4 $\delta = 2.4 \cdot 10^{-15}$m) →

obszar stały ρ ładunku kurczy się wraz dla Z↓ i znika dla Z ≤ 6.



Rys. [W. Szczepański].

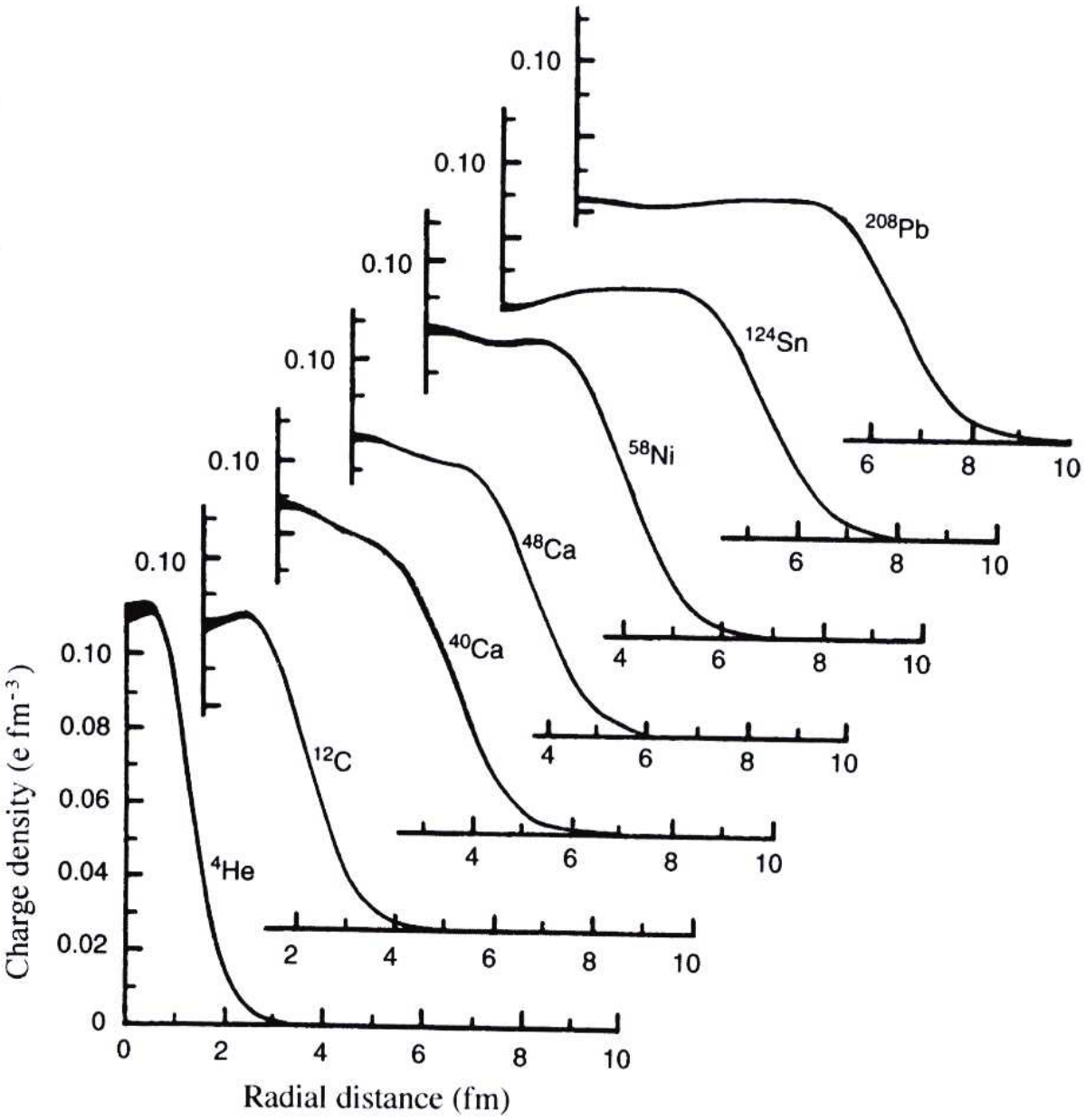


Figure 2.5 Radial charge distributions ρ_{ch} of various nuclei, in units of e fm^{-3}. The thickness of the curves near $r = 0$ is a measure of the uncertainty in ρ_{ch}. (Adapted from Frois (1983)).

[B.R. Martin]

SPIN I MOMENT MAGNETYCZNY NUKLEONÓW i JĄDRA

Objaśnienie nadsubtelnej struktury linii widmowych s_j i l_j – analog spinu i momentu magnetycznego elektronu - struktura subtelna.

Struktura subtelna widm optycznych – oddziaływanie - E_{oddz}

$$E_{oddz.} = W = - \mu_{s,el} H_{l,el}$$

Gdzie:

$\mu_{s,el}$ - spinowy moment magnetyczny elektronu,

$H_{l,el}$ - pole wzbudzane ruchem orbitalnym „e” w jądrze.

$E_{oddz.}$ podobna dla różnych orientacjach $\mu_{s,\,el}$ względem $H_{l,el}$.

liczba orientacji $(2s + 1)$

Doświadczenie = model dla następujących danych dla elektronu:

$$s = \frac{1}{2} \text{ (w jednostkach ħ)}$$

$$\mu_{s,\,el} = e\hbar/2m_e c = M_B = 9{,}27 \cdot 10^{-24}\,J \cdot T^{-1} \text{ (magneton Bohra)}$$

$l = 0, 1, 2 \ldots$ (w jednostkach ħ)

$\mu_{l,\,el} = l\, M_B$

subtelna struktura $\rightarrow$ μ - Σ elektronów walencyjnych.

Prosty przypadek 1 elektron walencyjny,

Ilość orientacji $\mu_{s,\,el}$ do H_l, $(2s + 1 = 2)$

$\rightarrow$ dwie linie! Przykład – „Na”- 5890 Å i 5896 Å

Dla większej ilości elektronów walencyjnych:

1) całkowity spin

$S = s_1 + s_2 + \ldots$ Nero StartSmart.lnk $\rightarrow$ $\mu_{s,\,el}$

2) całkowity orbitalny moment pędu elektronów zewnętrznych

$L = l_1 + l_2 + \ldots$ $\rightarrow$ $\mu_{L,\,el}$

3) całkowity moment pędu elektronów

$J = L + S$ i $\mu_{J,\,el}$

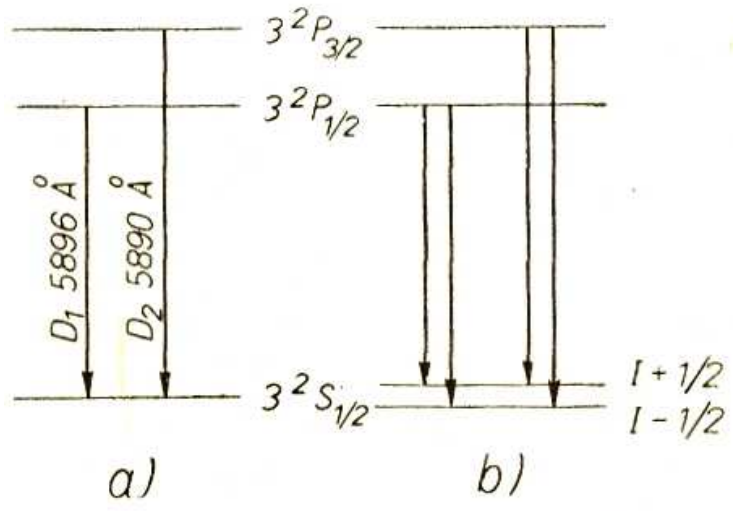
Analogicznie dla jądra - nadsubtelna struktura widm optycznych:

Nadsubtelna struktura:

1928 r Pauli (jądro) - spin jądrowy „I” oraz moment magnetyczny „μ_I”

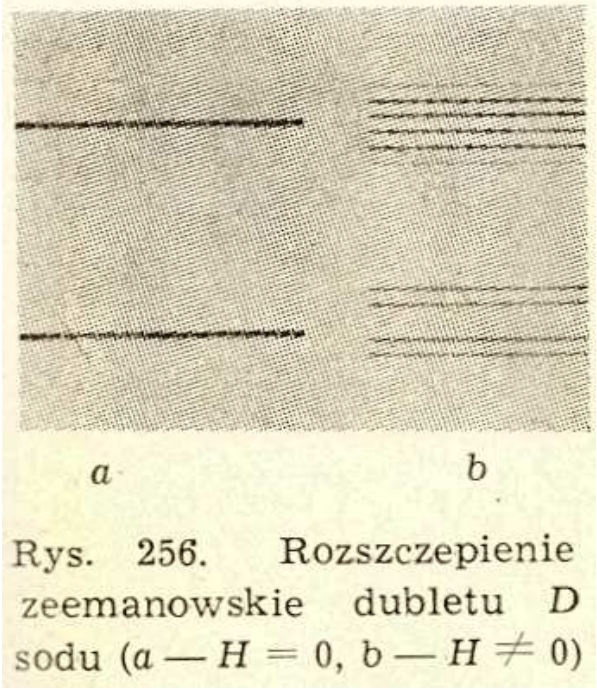
Oddziaływanie μ_I z polem $H_{elektrony}$ –

dodatkowe rozczepienie linii widmowych.



Rys. 255. Subtelna (a) i nadsubtelna (b) budowa linii *D* sodu

5890Å – 0,021Å 5896Å – 0,023Å



Rys. 256. Rozszczepienie zeemanowskie dubletu *D* sodu (*a* — $H = 0$, b — $H \neq 0$)

(Sz. Szczeniowski)

Bardzo małe rozszczepienie: (10^{-3} str. sub.) (μ_I i H_{el})

Pauli - magneton jądrowy Bohra μ_B -

$$|\mu_p| = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{m_e}{m_p} M_B = \mu_B = 5{,}05 \cdot 10^{-27}\,J \cdot T^{-1}$$

i moment magnetyczny jądra - wielokrotność ($n \times \mu_B$)

$$|\mu_I| = \gamma\,\mu_B \qquad \gamma = \text{liczba całkowita}$$

Wszystko było słuszne

oprócz

γ = liczba całkowita? $\rightarrow$ metody pomiaru J i μ_I.

Magnetyczny moment jąder:

$$\mu_I = \gamma\,\hbar\,J = g\,\mu_B\,J$$

gdzie:

γ - jądrowy stosunek żyromagnetyczny, g – czynnik jądrowy (Landego), J = L + S (całkowity moment pędu jądra)

Wyniki pomiarów spinów i momentów magnetycznych [K.N.Muchin]

Jądro	I [w jedn.ħ]	μ [w jed. μ_B]	Jądro	I [w jedn.ħ]	μ [w jed. μ_N]
n	½	-1,91	$_6C^{12}$	0	0
p	½	+2,79	$_6C^{13}$	½	+0,7
$_1H^2$	3/2	+0,86	$_7N^{14}$	1	+0,4
$_1H^3$	½	+3	$_7N^{15}$	½	-0,28
$_2He^3$	½	-2,1	$_8O^{16}$	0	0
$_2He^4$	0	0	$_8O^{17}$	5/2	-1,9
$_3Li^6$	1	+0,8	$_{17}Cl^{36}$	2	+1,3
$_3Li^7$	3/2	+3,2	$_{49}In^{115}$	9/2	+5,5
$_4Be^9$	3/2	-1,2	$_{82}Pb^{208}$	0	0
$_4He^{10}$	3	+1,8	$_{83}Bi^{209}$	9/2	+4

$\mu_p = 2{,}79\mu_B$ i $\mu_n = -1{,}91\mu_B$ a $s = ½$ $\mu_s = 2sM_B$ →

$\mu_p = 2s\ 2{,}79\mu_B = 5{,}58\ s\ \mu_B$ i $\mu_n = -2s\ 1{,}91\mu_B = -3{,}82\ s\ \mu_B$,

$\mu_e = g\ M$ $\mu_j = \gamma_s\ s$

gdzie: $[\mu_B]$ $\hbar$

$(\gamma_s)_p = 5{,}58;\ (\gamma_s)_n = -3{,}82.$ – stosunek giromagnetyczny

Odchylenia od wartości Diraca:

$\Delta\mu_n = \mu_n - \mu_D = \mu_n - 0 = 1{,}9\mu_B;\ \Delta\mu_p = \mu_p - 1 = 1{,}79\mu_B \rightarrow |\Delta\mu_n| \approx |\Delta\mu_p|$ → podobna natura obu ładunków peryferyjnych

Rozkład ładunku w nukleonach. Ładunek peryferyjny?

p i n - nukleony z otoczką wirtualnych π;

ω $\mu_{p0} = 1\ \mu_B$ $\mu_{n0} = 0\ \mu_B$ $1 - \omega$

$n = p_0 + \pi^-$, $p = n_0 + \pi^+$, →

$$\mu_n = (1 - \omega)\mu_{n0} + \omega(\mu_{p0} - \mu_{\pi l}) = [(1 - \mu_{\pi l})\omega]\mu_B;$$

$$\mu_p = \omega(\mu_{n0} + \mu_{\pi l}) + (1 - \omega)\mu_{p0} = [1 + (\mu_{\pi l} - 1)\ \omega]\mu_B;$$

jeśli: dla $(\mu_\pi = 7\mu_B)$ (w stanie l = 1) $(m_p/m_\pi)\mu_B \approx 7\mu_B$

$\mu_\pi = 7\mu_B \rightarrow \mu_p = (1 + 6\omega)\mu_B = 2{,}79\mu_B$, → $\omega \approx 0{,}3$ i →

$\mu_n = (1 - \mu_\pi) \times 0{,}3\ \mu_B = -1{,}8\ \mu_B \approx \mu_n^{eksp}$

Wartości spinów „s” i momentów magnetycznych μ.

A(s): parzyste A $\Rightarrow$ s = $n_{całk.}$, nieparzyste A $\Rightarrow$ s = ½+($n_{całk.}$),

$_7N^{14}$ – 14p + 7e ??? - Katastrofa azotowa. – „s”[½+($n_{całk.}$)] i „μ” [duże].

I << A/2 - Rozłożenie spinów - zjawisko kompensowania spinów (dwójkowanie), $_1H^2$ (s = 1, μ = 0,86), $_1H^3$, $_2He^3$, $_2He^4$.

$_1D^2 \Rightarrow s_n + s_p = ½ + ½ = 1 = I_D$, $\mu_p + \mu_n = 2{,}8 - 1{,}9 = 0{,}9 \approx \mu_D$,

Równolegle zorientowane spiny ↑↑ –

(Jądra o przeciwnie zorientowanych spinach nie istnieją!

Spinowa zależność $F_{jądr.}$)

Dwójkowanie – $_1T^3$, $_2He^3$, $_2He^4$.

$s_T = ½$, $\mu_T \approx 3\mu_B$, n ↑↓ + p:

$s_{He(3)} = ½$, $\mu_{He(3)} \approx -2{,}1\mu_B$, nieparzysty n (½, $-1{,}9\mu_B$), p ↑↓+ n i

$s_{He4} = 0$, $\mu_{He4} \approx 0$,

To samo w jądrach parzysto-parzystych I = 0, μ = 0.

Brak struktury nadsubtelnej

$_6C^{13}$ - $_7N^{15}$

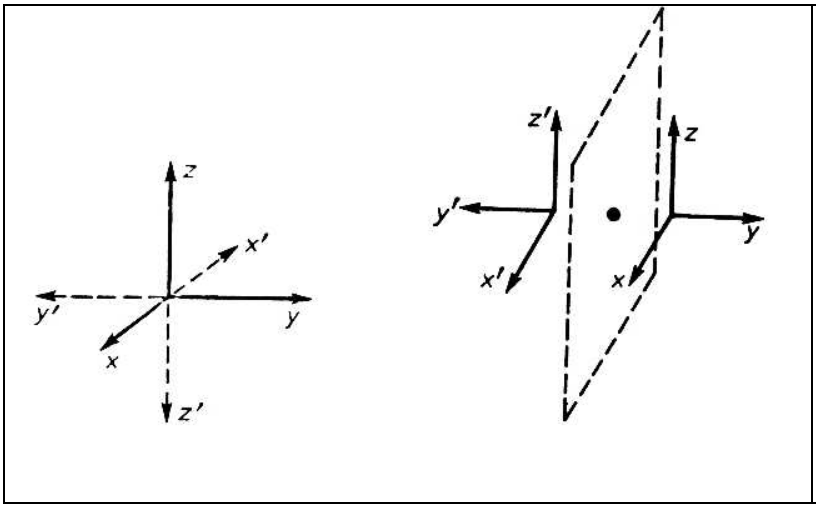
Schmidt 1937

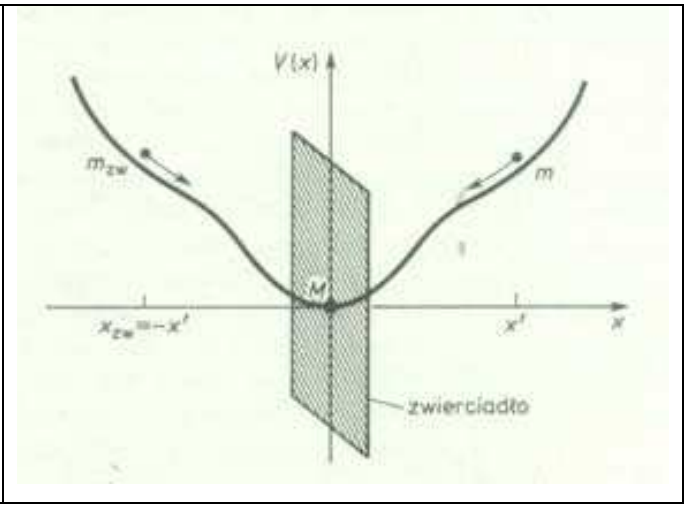
Model jednocząstkowy s i μ

I = l + s $\qquad$ $\mu = \gamma_l l + \gamma_s s$

PARZYSTOŚĆ - Zasada zachowania parzystości.

x’ = -x, $\qquad$ y’ = -y, $\qquad$ z’ = -z





[I.W. Sawieliew]

$$\tau \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-; \qquad \theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-;$$

K

Rozpad mezonów – (τ – θ puzzle):

1956 Tsung Dao Lee i Chen Nin Yang [E. Skrzypczak i in.]

Inwersja przestrzeni - odbicie zwierciadlane

(układ prawoskrętny na lewo skrętny)

$$\psi(x', y', z') = a\,\psi(x, y, z) \quad \text{i} \quad a\,\psi(x', y', z') = a^2\,\psi(x, y, z) \rightarrow$$

$$a^2 = 1 \rightarrow a = \pm 1$$

Operacja „odbicia zwierciadlanego” „P: $r \rightarrow -r$, $\theta \rightarrow \pi + \theta$, $\varphi \rightarrow \pi + \varphi$ –

zmienia (P = -1) lub nie (P = +1) ff opisującą układ.

Pojęcie parzystości funkcji falowej - rozwój mech. kwantowej (Wigner 1927)

Oddziaływanie silne i elektromagnetyczne - równanie Schrödingera:

$$\hat{H}\,\psi = E\,\psi$$

Gdzie:

$\hat{H}$ – operator energii całkowitej układu, E – dozwolone wartości energii, ψ - funkcja falowa.

Hamiltonian 1 2

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_i}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}\right) + U\left(x_i, y_i, z_{i)}\right)$$

1. operator E_k układu cząstek; 2. E_p – wzajemne oddziaływanie.

1 i 2 - symetryczność względem odbicia - (inwersja współrzędnych)

(transformacje dyskretne)

$x_i \rightarrow -x_i, \qquad y_i \rightarrow -y_i, \qquad z_i \rightarrow -z_i$

$r_i \rightarrow r_i \ , \qquad \theta_i \rightarrow \pi - \theta_i \ , \quad \varphi_i \rightarrow \pi + \varphi_i$

ff ψ - rozwiązanie R. Sch. – symetria zwierciadlana. →

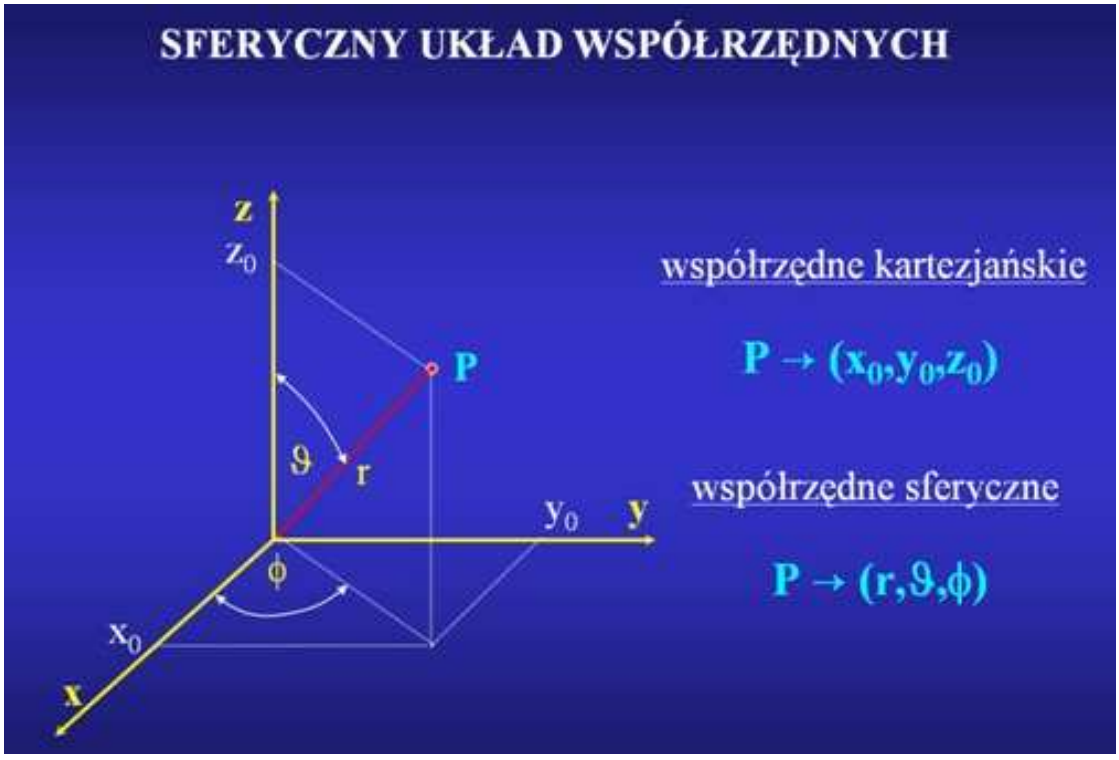
Prawdopodobieństwo P(V, t) znalezienia cząstki w chwili t w objętości V nie powinno zależeć od układu współrzędnych –

(prawo- czy lewoskrętnych) →

$$P(V,t) = \int_V |\psi(x,y,z)|^2 \, dV = \int_V |\psi(-x,-y,-z)|^2 \, dV$$

V → 0 → $|\psi(x,y,z)|^2 = |\psi(-x,-y,-z)|^2$ (1.6.3)

w układzie sferycznym:



$|\psi(r,\pi-\theta,\pi+\varphi)|^2 = |\psi(r,\theta,\varphi)|^2$ →

więc: prawdopodobieństwo wylotu cząstki pod kątem $\theta = \pi - \theta$ →

$f(\theta) = |\psi(r,\theta,\varphi)|^2$ → $f(\theta) = a + b^1 \cos\theta + c\cos^2\theta + b^2 \cos\theta^3 \ldots$ gdzie $b^n = 0$.

Spin jądra „I” jako sprawdzian własności wraz z inwersją współrzędnych przestrzennych.

Dla symetrii zwierciadlanej (z 1.6.3):

$$|\psi(-x, -y, -z)| = |\psi(x, y, z)|$$

ψ_1 i ψ_1 o równych modułach różnią się tylko czynnikiem fazowym exp:

$$\psi_1 = \exp(i\alpha)\,\psi_2; \qquad \psi_1/\psi_2 = \exp(i\alpha) \rightarrow$$

i

$$\psi(-x, -y, -z) = \exp(i\alpha)\psi(x, y, z)$$ operator odbicia

$$\exp(i\alpha)\psi(-x) = \exp(2i\alpha)\psi(x) \qquad = \psi(x) \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad \exp(2i\alpha) = 1 \text{ i } \exp(i\alpha) = \pm 1 \rightarrow \exp(i\alpha)\psi(x, y, z) = \pm\psi(x, y, z)$$

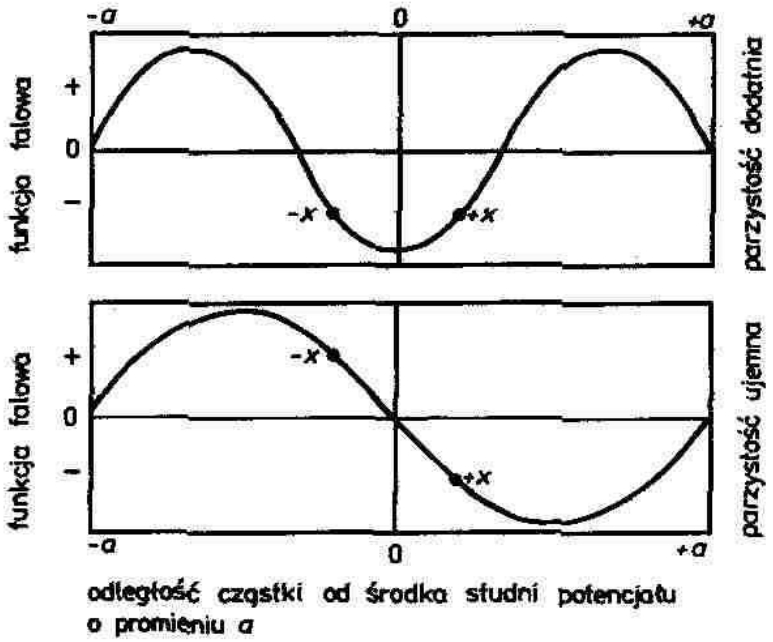
lub:

$$\psi(-x, -y, -z) = \pm\psi(x, y, z)$$

dla symetrii zwierciadlanej ff, które

zmieniają znak - nieparzyste P = –1.

nie zmieniające znaku – parzyste P = +1



Dla pojedynczej cząstki ff:

$\psi =$

$$= \sin\left(\frac{x\sqrt{2mE}}{\hbar}\right)\cdot\exp\left(\frac{iEt}{\hbar}\right)$$

Rys.1.7. [W. Szymański].

Wykresy ff dwóch możli-wych ruchów cząstki zam-kniętej w studni V. Poglą-dowe pojęcie parzystości.

x – odległość od 0

Zasada zachowania parzystości.

$\psi(-x, -y, -z, t)$ – parzysta rr Schrodingera

w chwili $t + \tau$? $\psi(t + \tau)$

i:

$$\psi(t + \tau) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t}\tau + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\tau^2 + \ldots$$

parzyste ↓ ↓ parzyste

$$\psi(t+\tau) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t}\tau$$

bo ψ jest r r Sch.

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} H\psi(t)$$

w zwierciadlano symetrycznym hamiltonie → $\psi(t)$ parzyste → $\psi(t+\tau)$ też

Oddziaływanie silne i elektromagnetyczne.

Parzystość układu złożonego – rozkład na prostsze podukłady:

$$\psi_{A+B} = \psi_A\psi_B\psi_{lA}\psi_{lB};$$

gdzie: $\psi_A\psi_B$ - ff opis wew. stanów (ruch względem własnego ś m),

$\psi_{lA}\psi_{lB}$ - ff ruchu względnego podukładów

$$P_{A+B} = P_A * P_B * P_{lA} * P_{lB};$$

Gdzie:

P_A i P_B (wew. stany cząstek - wew. składowe podukładu),

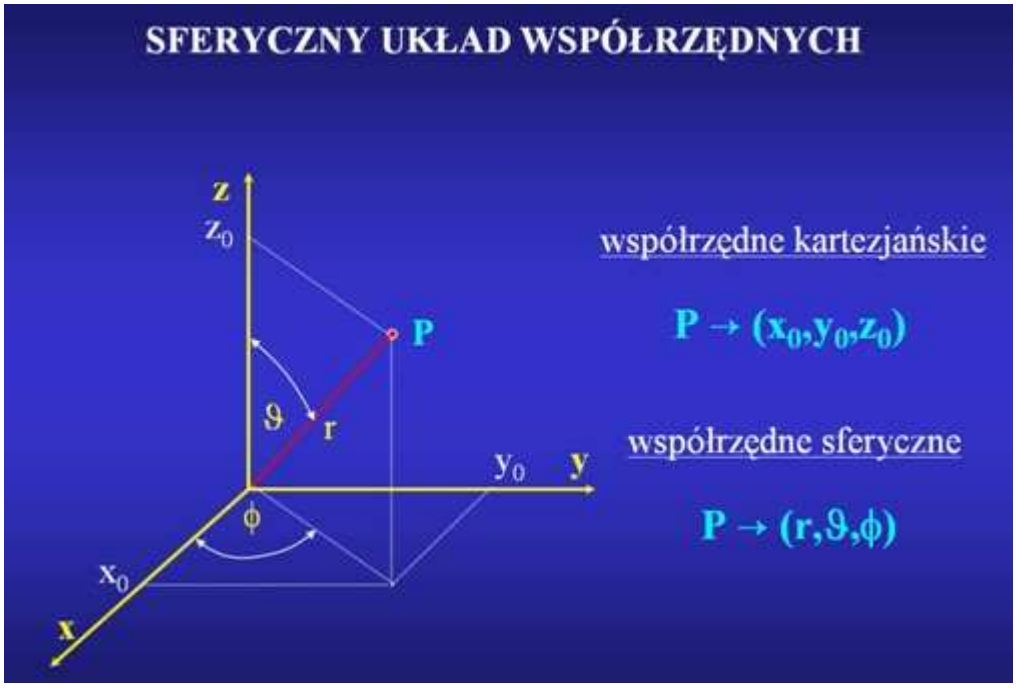
P_{lA}, P_{lB} - parzystości funkcji opisujących ruch względem wspólnego środa masy.

ff ruchu względnego;

$$\psi_l = R(r)\, P^m_l(\cos\theta) e^{im\varphi}$$

gdzie: $P^m_l(\cos\theta)$ – stowarzyszony wielomian Legendre'a, l – orbitalna lk,
m – rzut l na oś biegunową.

Dla odbicia zwierciadlanego:



$r \to r; \qquad \theta \to \pi - \theta; \qquad \cos(\pi - \theta) = -\cos\theta$

$\varphi \to \pi - \theta; \qquad \exp(im\varphi) \to \exp(im(\pi + \varphi)) = (-1)^m \exp(im\varphi) \to$

$$\psi_l = R(r)\, P^m_l(\cos\theta) e^{im\varphi} \to R(r)\,(-1)^{l-m} P^m_l(\cos\theta) e^{im\varphi}(-1)^m = (-1)^l \psi_l.$$

i parzystość ff ruchu względnego - $P_l = (-1)^l \qquad \to$

$$P_{A+B} = P_A * P_B * (-1)^{l_A} * (-1)^{l_B};$$

Parzystość p i n w stanie s (l = 0) – jest dodatnia;

w stanie p (l = 1) – ujemna

(Σl parzysta – parzystość dodatnia, nieparzysta - ujemna).

Dla $_3Li^7$ –

zapełniony poziom s = 0 (l = 0) 4 nukleony i poziom p (l = 1) 3 nukleony →

wew. parzystość w st. podstawowym $(-1)^3 = -1$.

Zasada zachowania parzystości – uniwersalne prawo przyrody (Fermi 1934 – teoria rozpadu β)!?

1956/57 rok.

Jądro - oddziaływanie silne i elektromagnetyczne + słabe?

p M P

Przestrzeń jednorodna, izotropowa i z symetrią zwierciadlaną, a nie śrubową!

Naruszenie zasady zachowania parzystosci:

Modyfikacja teorii rozpadu β - $V_{oddziaływania.} = V_{zp} + V_{nzp}$,

$$\psi = \psi_{reg} + F\psi_{nreg},$$

dla oddziaływania słabego: F – miara naruszenie parzystości - $F \approx 10^{-7} << 1$

Potwierdzenie – bardzo trudne!

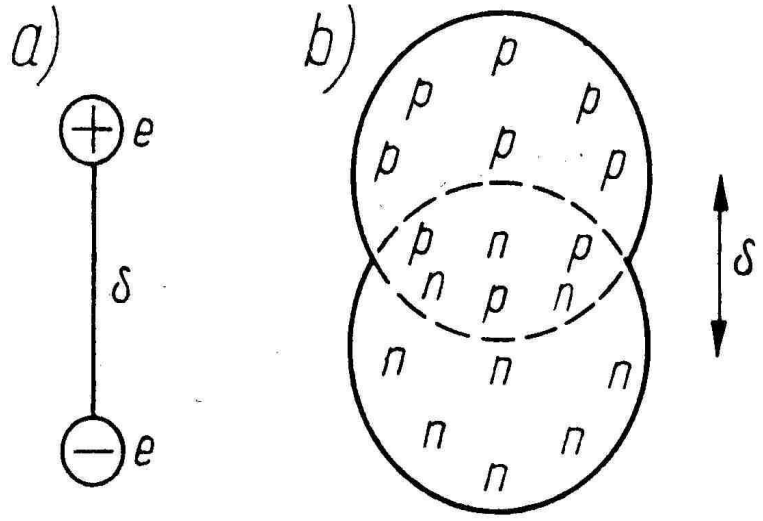
ELEKTRYCZNY MOMENT KWADRUPOLOWY

1. Jedna z ważniejszych charakterystyk jądra - ładunek Z

(liczba p, wielkości potencjału kulombowskiego i wł. chemiczne).

2. Rozkład ładunku w jądrze???

3. Złożona charakterystyka - moment dipolowy - D = e δ = P,



Rys. 48

Rys. 48. [K.N. Muchin]

Rozsunięte środki mas „cieczy" protonowej i neutronowej → jądro będzie posiadać moment dipolowy –

$$P = Ze\delta;$$

Dla osi z, rzut P_z:

$$P_z = \int z\rho_z(r)d^3r;$$

Gdzie:

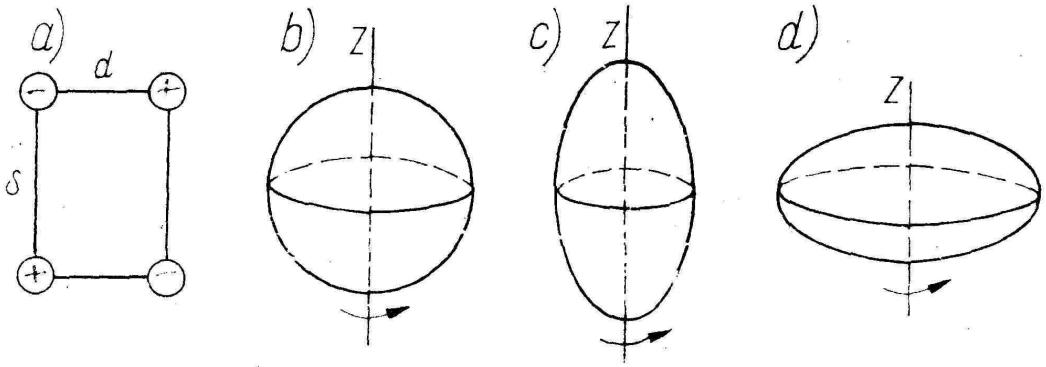
$\rho_z(r)$ – rozkład gęstości ładunku, d^3r – element objętości w otoczeniu punktu r.

P = 0 –dla jąder w stanie podstawowym i wszystkich niezdegenerowanych stanach wzbudzonych,

Elektryczny moment kwadrupolowy „Q"

bardziej złożona charakterystyka,

miara odchylenia rozkładu ładunku od symetrii sferycznej



Rys. 49

[K.N. Muchin]

$$Q = 2Pd = 2e\delta d = 2e\,S$$

Własny moment kwadrupolowy (wewnętrzny):

$$Q_{wł} = \int_V \left(3\zeta^2 - r^2\right)\rho_z(r)dV$$

Gdzie:

r(ξ, η, ζ) – odległość od środka masy jądra, ζ - rzut r na oś symetrii jądra Oζ, $\rho_z(r)$ - rozkład gęstości ładunku wew. jądra, V – obj. jądra.

$r^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$ i:

Dla rozkładu sferycznie symetrycznego (rys. 49 b - kula) $3\zeta^2 = r^2$,

Dla wydłużonego w kier. osi Oζ (cygaro) (rys. 49 c - cygaro): $3\zeta^2 > r^2$,

Dla spłaszczonego wzdłuż osi Oζ (dysk) (rys. 49 d - dysk): $3\zeta^2 < r^2$,

i

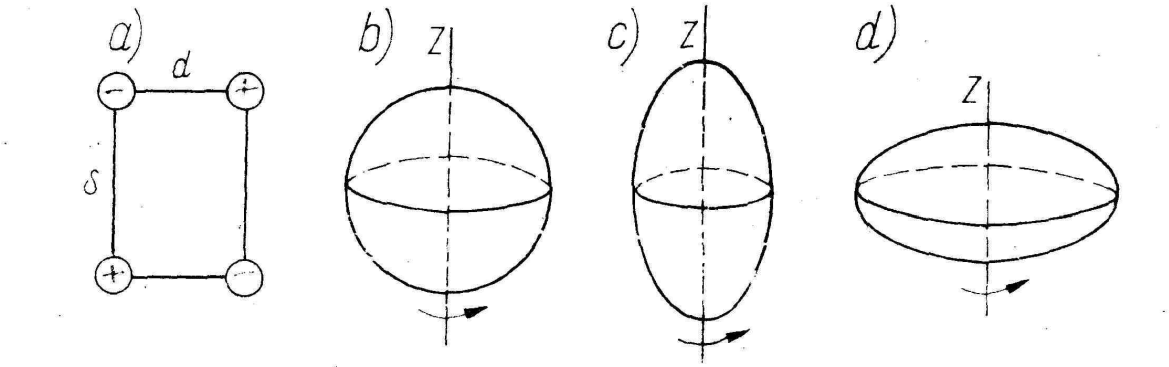
$Q_0 = 0$

dla rozkładu sferycznie symetrycznego – jądra magiczne,

$Q_0 > 0$ - dla rozciągniętego

$Q_0 < 0$ dla spłaszczonego wzdłuż osi 0ζ

[K.N. Muchin]



Rys. 49

kwadrupol kula cygaro dysk

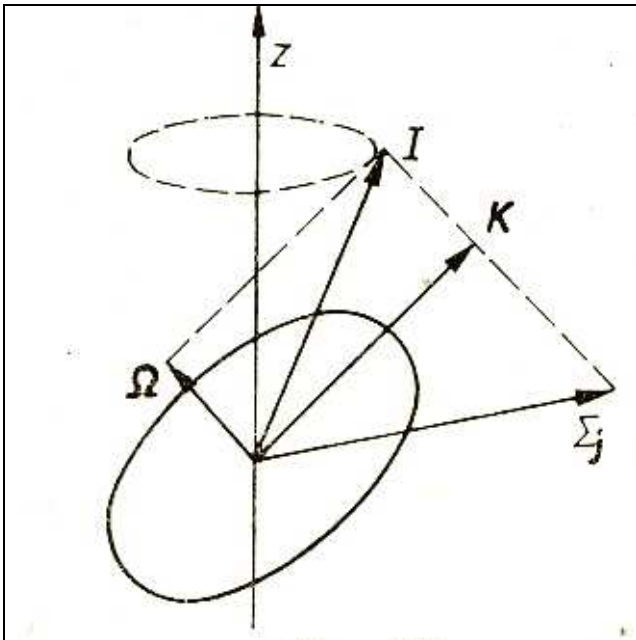
Informacje o $Q_{wł}$ -

σ na wzbudzenie kulombowskie poziomów rotacyjnych jąder,

prawdopodobieństwo przejść γ między tymi poziomami.

Doświadczalnie obserwowany Q:

$$Q_{o(z)} = \int \left(3z^2 - r^2\right)\rho_z(r)dV$$



Rys. 50

Rys. 50.

Orientację osi Oz określa spin I i K:

$$I = K + \Omega,$$

Gdzie:

K – rzut sumy wektorowej momentu pędu nukleonów jądra na jego oś symetrii,

Ω – moment rotacyjny jądra jako całości względem układu laboratoryjnego.

[K.N. Muchin]

Mechanika kwantowa daje zależności:

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}Q_0$$

1. Dla $Q_0 \neq 0$, bezwzględna wartość $Q < Q_0$.

2. Dla $I(I + 1) > 3K2$, tj. dla dost. dużych wartości I, $Q = - Q_0$.

3. Dla jąder w stanie podstawowym: ($\Omega = 0$ i $I = K$)

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}Q_0$$

4. Dla jąder pp w stanach wzbudzonych o $K = 0$ $I = W \neq 0$

$$Q = \frac{I}{2I+3}Q_0 \neq 0$$

jeśli $Q \neq 0$.

Wykrycie – w niejednorodnym polu → $E \sim Q\frac{\partial E}{\partial z}$ → dodatkowe linie w strukturze nadsubtelnej → Q_D = 0,00282 10^{-24} cm^2. (4% domieszki stanu d, 96% stanu s (l = 0)

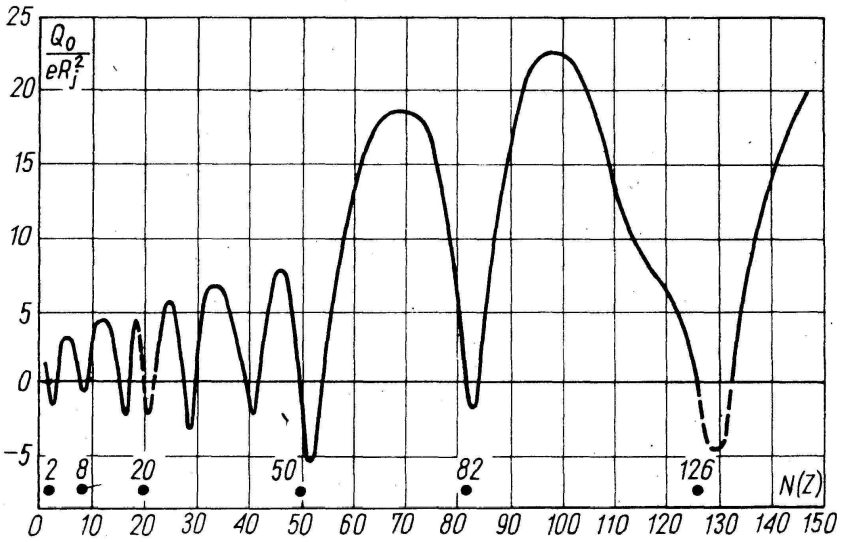
Dla jądra $Q_{wł} \neq 0$, (elipsoida obrotowa o półosiach a i b) jednorodny rozkład q,

$$Q_0 = \frac{2}{5}\left(a^2 - b^2\right)eZ = \frac{4}{5}\varepsilon\overline{R}^2 eZ$$

gdzie:

$\varepsilon = (a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$; $\overline{R}^2 = (a^2 + b^2)/2$, średni kwadrat promienia jądra, eZ – całkowity ładunek, ε – stopień niesferyczności jądra.

Wyznaczanie stopnia niesferyczności jądra - ε.



Rys. 51

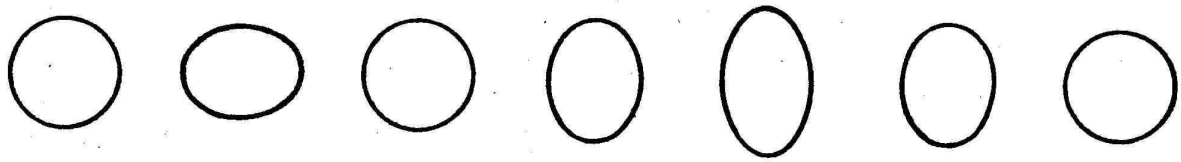
Rys. 51. [K.N. Muchin]

Uśredniona wartość zmierzonych momen-tów $Q_{wł}$ kwadrupolo-wych jąder w funkcji liczby protonów Z lub liczby N = A - Z.

(2, 8... - $Q_{wł}$ = 0).

ε ≈ (0,01 – 0,02); (A ≈ 150 –190, A > 220) [0,1 – 0,2 = duże (+$Q_{wł}$)].

Jądra magiczne Q = 0. ↑ruch kolektywny↑



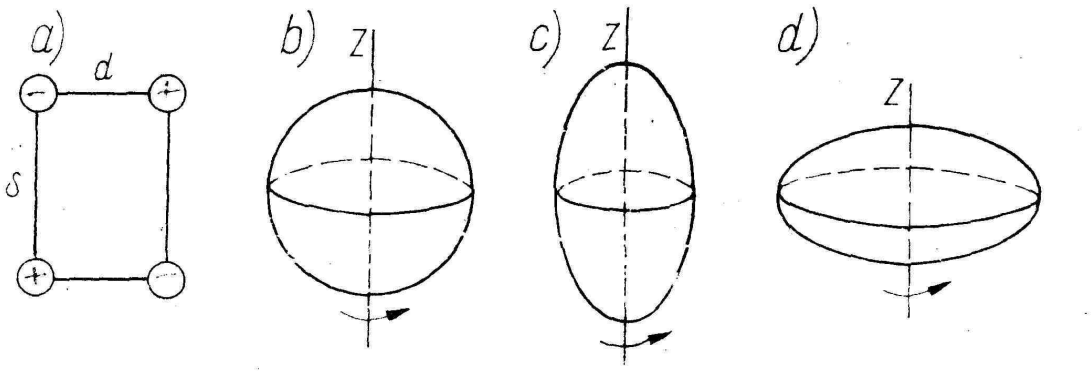
Rys. 52

1 2 3 4 5 6 7

Rys. 52. W przedziale między dwiema liczbami magicznymi jądra kolejno przyjmują kształty: 1 sferycznie symetryczny, 2 spłaszczony, 3 sferycznie symetryczny, 4 wydłużony, 5 silnie wydłużony, 6 wydłużony i 7 znów ss.

75 > Z > 60 i 90 < Z < 110; 75 > N > 60 i 90 < N < 110;

dla - $_1D^2$ - $Q_0 > 0$ (Rys. 49 c) - rozkład ładunku rozciągnięty wzdłuż osi pokrywającej się ze jego spinem →



Rys. 49

[K.N. Muchin]

istnienie zależności między osią deuteronu i kierunkiem jego spinu →

siły jądrowe osiągają wartość max. – prowadzącą do stanu związanego „p”

i „n” (deuteron) – tylko wówczas, gdy spiny obu nukleonów są równoległe do osi nukleonów.

Siły jądrowe - charakter niecentralny,

zależą od odległości między nukleonami, i od wzajemnej orientacji spinów.

Oddziaływanie tensorowe

IZOSPIN

Badany krzyż izobarów (A = const) – duże różnice własności: M, q, μ, β..

Izobary (A = const.) – nic wspólnego?

Wymiana p ⇔ n:

Zmiany własności – oddziaływań elektromagnetycznych i słabych!

$_1H^3$ (β; Z = +1; +2,98 μ_B) i $_2He^3$(stab.; Z = +2; -2,1 μ_B);

Różnice energii

$$\Delta W\left(\frac{3}{1}\mathrm{H}\right) - \Delta W\left(\frac{3}{2}\mathrm{He}\right) = (8{,}48 - 7{,}72)\mathrm{MeV} = 0{,}76\mathrm{MeV}$$

$$\Delta W_{kul} = \frac{e^2}{r} = \frac{(4{,}8\cdot 10^{-10})^2}{1{,}9\cdot 10^{-13}\cdot 1{,}5\cdot 10^{-6}}\,\mathrm{MeV} = 0{,}76\mathrm{MeV}$$

dla r = 1,9 10^{-15} m.

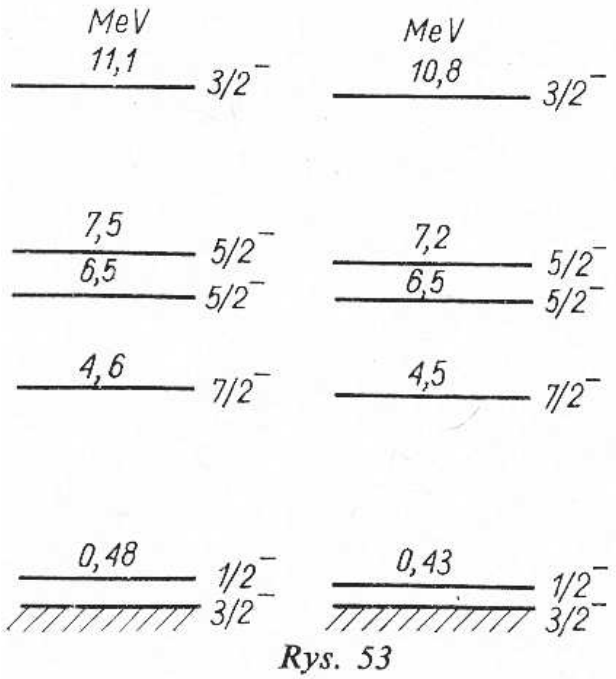
$\Delta W(_1H^3) = \Delta W(_2He^3)$;

Podobnie dla wszystkich innych jąder zwierciadlanych (A, Z) i (A, A – Z),

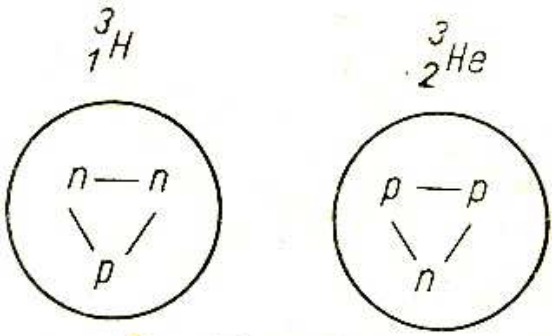
także dla stanów wzbudzonych!

Rys.53. Schemat poziomów energetycznych jąder zwierciadlanych: ($_3Li^7$) ($_4Be^7$), $\Delta E = \Delta W_{kul} - \Delta m_N c^2$; $\Delta m_N = m_n - m_p$.

[K.N. Muchin]



Rys. 53



Rys. 54

($_3Li^7$) ($_4Be^7$),	($_1H^3$) ($_2He^3$),
$E_{Li} \approx E_{Be}$, $I_{Li} = I_{Be}$, $P_{Li} = P_{Be}$	

Jądra zwierciadlane:

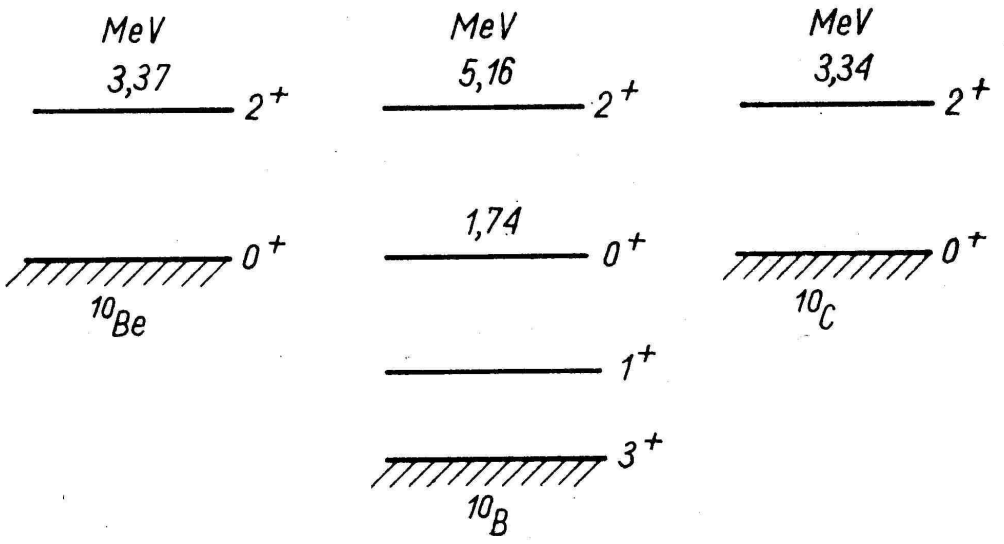
Wiązania: p – p $\Rightarrow$ n – n, n – n $\Rightarrow$ p – p, p – n – niezmienione (Rys.54)

Równość elementarnych silnych oddziaływań p-p i n-n.

HIPOTEZA O ŁADUNKOWEJ SYMETRII SIŁ JĄDROWYCH

($_4Be^{10}$), ($_5B^{10}$) ($_6C^{10}$) – (4p + 4n) + : n-n, n-p, p-p.

Rys. 55. Energia wiązania i struktura poziomów jąder $_4Be^{10}$, $_5B^{10}$, $_6C^{10}$.



Rys. 55

$_5B^{10}$

$\Delta E = 5{,}16 - 1{,}74 = = 3{,}42MeV$

[K.N. Muchin]

$$(p\text{-}p)_j \equiv n - n \equiv n - p$$

Rozszerzona symetria sił jądrowych.

Hipoteza o ładunkowej niezależności sił jądrowych.

Spinowa zależność sił jądrowych –

↑p↑n – D; ↑n↓p – nie ma stanu związanego

Potwierdzenie
Hipotezy o ładunkowej niezależności sił jądrowych.

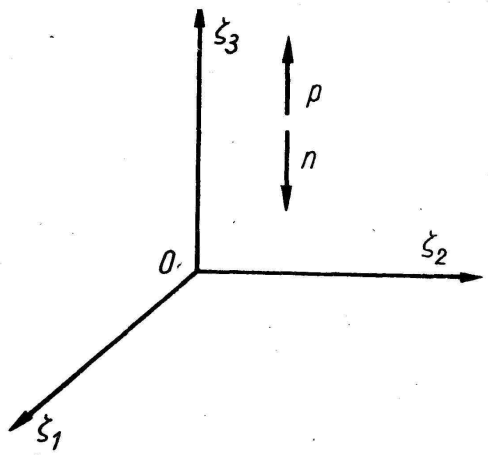
Dowód? Brak porównania oddziaływań N – N.

Badania rozpraszania p – p i n – p oraz p – n (n - D) → potwierdzenie

Studnie takie same! $(p\text{-}p)_j \equiv n - n \equiv n - p$

$n \equiv p$
z dokładnością do oddziaływania elektromagnetycznego

Wektor izospinu (spin izotopowy) – T = ½ (nukleony)



Rys. 56

T - formalna przestrzeń izospinowa

Rzuty:
$T_\zeta = + ½$ - stan protonowy,
$T_\zeta = - ½$ - stan neutronowy,

Liczba możliwych rzutów =
$2T + 1$
liczba jąder o tych samych własnościach jądrowych.

[K.N. Muchin]

Oddziaływanie jądrowe zależy jedynie od dł. wektora T
a
nie od jego rzutu (charakteryzuje różnice w oddziaływaniu elektromagnetycznym)!

Jest niezmiennicze względem obrotu w przestrzeni izospinowej _

NIEZMIENNICZOŚĆ IZPOSPINOWA SIŁ JĄDROWYCH.

Analog- Niezmienniczość względem obrotów - ZZ M pędu.

Wniosek:

Zasada zachowania izospinu.

Działania nad wektorem T – wektory kwantowo-mechaniczne:

Oddziaływania p – p stan T = 1 bo $(T_3)_p = ½$ a $(T_3)_{2p} = + 1$
n – n -„- T = -1 bo $(T_3)_n = -½$ a $(T_3)_{2n} = - 1$
natomiast n – p -„- T = 1 i T = 0, bo $T_3 = 0$
oddziaływanie takie samo inne

może być: $|T_1 + T_2| = 0; 1.$

a więc:

układ składający się z dwóch N

trzy stany o tych samych własnościach jądrowych,

z izospinem T = 1 (2T + 1 = 3)

oraz

w stanie o właściwościach różniących się od poprzednich o izospinie T = 0 (2T + 1 = 1).

Uogólnienie dla jądra atomowego:

$$T_3 = \frac{Z-N}{2} = \frac{2Z-A}{2}$$

$$|T| \geq \left|\frac{Z-N}{2}\right|$$

gdzie: - $T_{max} = A/2$, zwykle T_{min},

Z badań jąder lekkich - $|T_{min}| = \left|\frac{2Z-A}{2}\right|$

Dla $^{3}_{2}He$

$$|T| = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$$ i

ilość rzutów izospinu: $T_3 = 2T + 1 = 2 * ½ + 1 = 2$

2 jądro o podobnych własnościach jądrowych ? $^{3}_{1}H\left(T_3 = -\frac{1}{2}\right)$

$$|T| = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2}$$

Podobnie $_3Li^7$, $_4Be^7$ - $\left(\frac{1}{2}\ \text{i}\ -\frac{1}{2}\right)$; $T = \left(\frac{2Z-A}{2}\right)$;

Chociaż T = ½, 3/2, 5/2, i 7/2 ale T_{min},

Natomiast $_4Be^{10}$, $_6C^{10}$, $T_3 = -1$ i +1

Bo $\frac{8-10}{2} = -1$ $\frac{12-10}{2} = 1$

Czyli 2T + 1 = 3

trzecie jądro izobaryczne ? o podobnych własnościach

$_5B^{10}$, ale w stanie wzbudzonym *

w stanie podstawowym:

$$T = \frac{2Z - A}{2} = 0 \qquad \text{dla} \quad {}_5B^{10},$$

${}_4Be^{10}$, ${}_5B^{10*}$ i ${}_6C^{10}$ - tryplet izospinowy.

Tryplety, dublety i multiplety +

singlety - ${}_1H^2$, ${}_2He^4$; T = 0 (2T + 1 = 1)

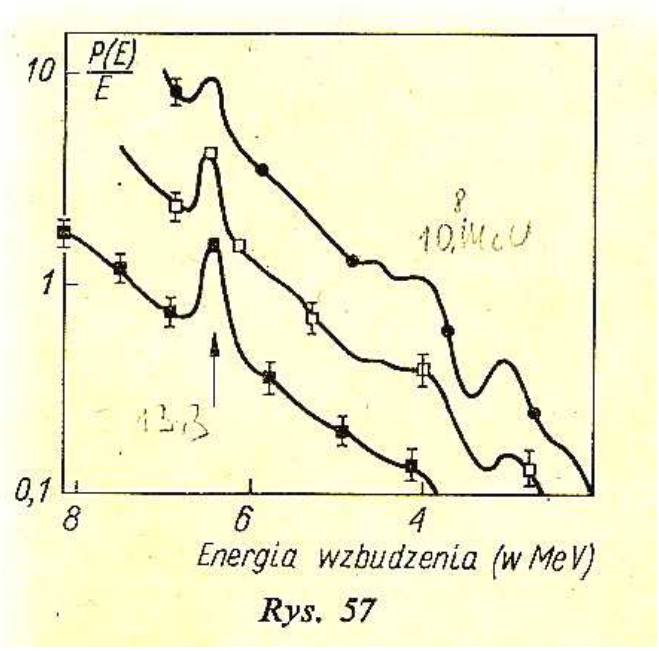
Bez analogów izobarycznych

ZASADA ZACHOWANIA IZOSPINU → reguły wyboru

Ograniczenia na procesy jądrowe:

Emisja „α" → stan początkowy i s końcowy jądra $T_{sp} = T_{sk}$,
bo α (T = 0).

Izospinowe analogi jąder ciężkich – 1961 Anderson i Wong (1961)



Rys. 57

Rys. 57. [K.N. Muchin]
${}_{23}V^{51}(p, n){}_{24}Cr^{51}$,

$n_{mono} - E_{wzb} = 8$ -12 MeV

$Q_{reakcji} = \Delta W_{kul}$

a $\Delta E = \Delta W_{kul} - \Delta m_N$,

1.9. PODSUMOWANIE

Z rozpatrywania: Z, M, ΔW, R, I, μ, P, Q, T →

1) Jądro (A, Z) składa się z A = p + n nukleonów (Z i A – Z) silnie związanych siłami jądrowymi. Nie ma w jądrze elektronów

2) p - Z = + e, $m_p = 1836\, m_e$; $s_p = ½$, $\mu_p = 2{,}79\, \mu_B$.
n - Z = 0, $m_n = 1838{,}6$; $s_n = ½$, $\mu_n = -1{,}91\, \mu_B$
z war. – $m_n > m_p + m_e$ → przemiana β

$$n \rightarrow p + e + \hat{\nu},$$

odstępstwa ($\mu_p^{teoret} = 1\mu_B$, $\mu_n^{teoret} = 0$) → wymiary, rozkład q.

3) Jądra - kształty sferyczne

$$R = r_o \cdot A^{\frac{1}{3}} \qquad r_o = (1{,}2 \div 1{,}3)\ 10^{-15}\text{m},$$

promień oddziaływania jądrowego > R

$$R_{od.jądr.} = 1{,}4 \cdot 10^{-15} \cdot A^{\frac{1}{3}}\ \text{m}$$

Część jąder - niesferyczne, wydłużone w kierunku swojego spinu.

Miara niesferyczności – Q .

Jądra w stanie podstawowym → D = 0

4) Miara trwałości jądra - energia wiązania ΔW (A, Z)

$$\Delta W(A, Z) = [Z\, m_p + (A - Z)\, m_n - M_j\,(A, Z)]c^2;$$

Wyznaczanie: spektrografy masowe, analiza reakcji jądrowych.

5) Najbardziej stabilne jądra- parz. - parz. (2, 8, 20, (28), 50, 82, 126).

6) Energetyczne uprzywilejowanie - jądra lekkie - synteza

ciężkie – rozszczepienie

7) Ścieżka stabilności β; $Z = \dfrac{A}{1{,}98 + 0{,}015 \cdot A^{\frac{2}{3}}}$

8) Kompensacja spinów i momentów mag. dla jąder parz.-parz. wszystkie nukleony są zdwójkowane i I = 0 μ = 0

Spiny i momenty pozostałych jąder - niewielkie.

$$\left|I_j\right| \le A\frac{\hbar}{2}, \qquad \left|\mu_j\right| \le A\mu_N$$

Jądro o parz. A - spin całkowity, nieparzyste – 2n + ½.

9) Funkcja falowa układu cząstek charakteryzuje się określoną parzystością (dod. lub ujemną). W oddz. silnych i elektromag. parzystość jest zachowana, w słabych jest naruszona.

$$P_{A+B} = P_A * P_B * (-1)^l;$$

P_A, P_B - wew. parzystości cząstek, l – orbitalna liczba kwantowa.

10) Cechy sił jądrowych
   a) duże natężenie $\varepsilon \approx 8$ MeV,
   b) mały promień oddziaływania
   c) wysycanie ($\Delta W \sim A$)
   d) zależność spinowa (D ÷ I = 1, brak I = 0)
   e) tensorowy (niecentralny) charakter (Q)
   f) ładunkowa niezależność.

11) Układy o identycznych własnościach jądrowych (izomultiplety) mają tą samą wartość izospinu T.

W oddział. silnych - zasada zach. izospinu.

T_3 = w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych.

2. MODELE JĄDER ATOMOWYCH

Brak modelu,

który odpowiedziałby na wszystkie pytania dotyczą-ce struktury i własności np.:

1) które jądra są stabilne, które prom. czy α β γ prom. $T_{1/2}$? Jakie kształt, widmo, rozkład kątowy?
2) jakie wartości R, M, ε, I, μ, P, Q itd.?
3) jak rozłożone są stany energetyczne ich E, I, P, μ itd.?
4) jakie są prawdopodobieństwa przejścia ze stanów wzbudzonych?
5) jak zmieniają się przekroje czynne na oddziaływanie różnych cząstek z jądrami w funkcji energii.?

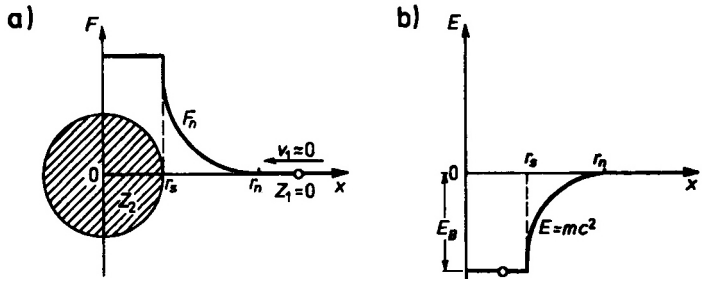
Jeden z możliwych podziałów, pod kątem oddziaływania nukleonów w jądrze:

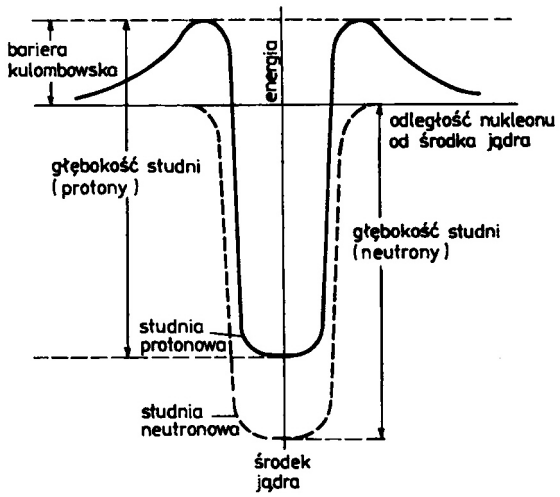
1. Z silnym oddziaływaniem (sprzężeniem) - zespół silnie związanych cząstek oddziałujących na siebie siłami jądro-wymi o krótkim zasięgu: model kroplowy (klasa modeli kolektywnych).
2. Modele o słabym sprzężeniu, zwane modelami cząstek nieza-leżnych, zakładające poruszanie się nukleonów prawie nieza-leżnie od siebie w uśrednionym polu jądra: model gazy Fermiego, model studni potencjału, model optyczny, powło-kowy (jednocząstkowy, wielocząstkowy, ze sprzężeniem j-j).

3. Model uogólniony, zajmujący pośrednią pozycję; kolektyw-ny, model obrotowy z silnym sprzężeniem, model sferoidalnego rdzenia.

Studnia potencjału jądrowego:

Rys. 1.11. [W. Szymański].

<table>
<tr>
<td>a) b)


r_n – promień oddziaływania
r_s – promień jadra
F_n – siła jądrowa
E_B – energia wiązania</td>
<td>c)


$B_p = kZe^2/(R+r)$</td>
</tr>
<tr>
<td>Zbliżanie się neutronu do jądra [W. Szymański]
$E_\gamma = -931{,}5(M_{A+1} - M_A - E_n) = E_B$</td>
<td>Studnia potencjału jądrowego i bariera kulombowska dla p i n. (40MeV), [W. Szymański]</td>
</tr>
</table>

Równanie Schrödingera → stany E(n, l)

Cztery modele:

kroplowy, gazu Fermiego, powłokowy, uogólniony + model optyczny

2.1. MODEL KROPLOWY – kolektywny

silne sprzężenie między nukleonami

1911r. Rutherford – kulisto-symetryczne jądro o r = 10^{-14}m,

dla rozpadu α:

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \qquad r_0 = (1{,}2 - 1{,}4)10^{-15}[m]$$

Zał. $R \sim A^{\frac{1}{3}}$ → $A \sim V \approx R^3$ →

$m_{jądra} \sim V_{jądra}$ → stałe koncentracje (n_N) i gęstości nukleonów (ρ):

$$n_N = \text{const.} = \frac{A}{V} = \frac{A}{4/3\pi R^3} \approx 10^{38}\text{nukleonów/cm}^3 = 10^{44}\ \text{N/m}^3$$

$\bar{\rho}_{\text{jądra}} = \text{const.}$, $\rho = n_N m_N = 10^{38}\ 1{,}66\ 10^{-24}\ \text{g/cm}^3 \approx 10^{14}\ \text{g/cm}^3$

$= 10^{17}\ \text{kg/m}^3$

→ takie same średnie odległości między nukleonami ($\bar{\delta}$):

$$\bar{\delta} = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{10^{-38}}\,\text{cm} \approx 2 \cdot 10^{-13}\,\text{cm} = 2 \cdot 10^{-15}\,\text{m}.$$

$\rho = \text{const.}$ → brak ściśliwości → ciecz.

$\Delta W \sim A$ – wysycanie sił jądrowych, stałość $\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} \rightarrow$

$\sim c_{\text{parowania}}$.

Ciecz nieściśliwa, naładowana - określone ρ b. duże (prawie niezal. od p). ($E_{\text{parowania}}$ – określone jest miarą energii wiązania) $E_{\text{parowania}} \sim M$, drobiny związane są siłami van der Waalsa (10^{-9} m), 1 drobina związana tylko z sąsiadami.

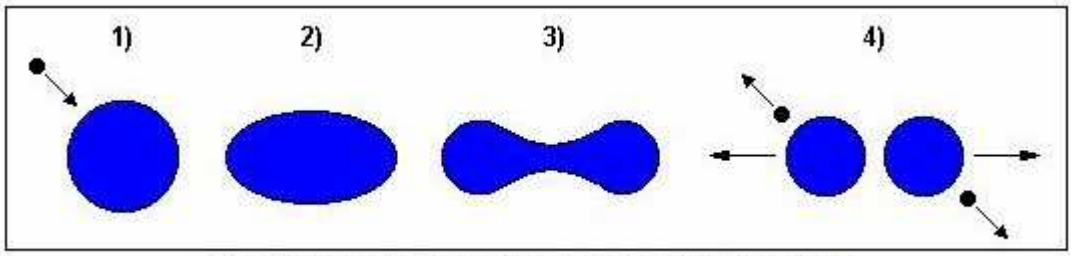
To podstawy kroplowego modelu jądra

(N. Bohra w 1936 r.)

potrafił zrozumieć wiele własności jąder - szczególnie proces rozszczepienia

Model „Kroplowy” (Nils Bohr) →

1) półempiryczny wzór na energię wiązania i masę jądra,
2) wyjaśniono wiele osobliwości procesu rozszczepiania jąder ciężkich oraz pewne nieprawidłowości rozpadu α ,



Kroplowy model rozszczepienia jadra atomowego.

3) przewidziano M i E wiązania nowych jąder,
4) otrzymano jakościowe przedstawienie o strukturze niższych stanów wzbudzonych.

Półempiryczny wzór Weizsäkera na ΔW i $m_{jądra}$.

1. W pierwszym przybliżeniu

$$\Delta W = \alpha A \qquad \varepsilon = \frac{\Delta W}{A} = \alpha$$

Sugestia – wszystkie nukleony dają jednakowy wkład do ΔW? Ale

2. $N_{powierzchniowe}$ – oddziaływanie jednostronne →

ΔW < o wielkość ~ $S_{kropla} \sim A^{\frac{2}{3}}$ ($E_{napięcia\ powierzchniowego}$)

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} \qquad \text{bo} \quad R = r_o A^{\frac{1}{3}}$$

3. Oddziaływanie kulombowskie ~ Z^2 i $\sim \frac{1}{r} \sim \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}}$

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$$

4. Odzwierciedlenie tendencji do symetrii (jądra lekkie!) →

$Z = \frac{A}{2}$ - jądra najbardziej stabilne,

odchylenie od A/2 - i A/2 + -ζ(1/2 - Z/A) → zmniejszenie ΔW - dodajemy czynnik z „-ζ”,

$$-\zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$$

↑Poza modelem kroplowym (brak uzasadnienia)

Symetria ← s = ½, zasada Pauliego.

i $$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}$$

Ponieważ m(ΔW):

$$\Delta W = [Z\,M_{at}({}^1_1H) + (A-Z)m_n - M_{at}(M,Z)],$$

$\Rightarrow$

$$M_{at}(M,Z) = Z\,M_{at}({}^1_1H) + (A-Z)m_n + \left(-\alpha A + \beta A^{\frac{2}{3}} + \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} \right) / (c^2) \quad (5)$$

Wyznaczanie współczynników: α, β, γ, ζ (ΔW):

γ również z:

(E_{kul}, dla zał: +Ze jądra rozłożony z ρ = const. w kuli o R) $\rightarrow$

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R} \qquad \rightarrow \qquad \gamma$$

i ζ z (5) $\left(\frac{\partial M}{\partial Z}\right)_A = 0$ (dla jąder z A i M_{min}.)

↓↓↓↓

$\alpha = 15{,}5$ $\beta = 16{,}8$ $\gamma = 0{,}72$ MeV $\zeta = 23$ MeV

(5) poprawny $\rightarrow$ masy jąder o nieparzystych A.

$+ |\delta|$ dla jąder p. p.

$-\delta A^{-\frac{3}{4}}$ gdzie δ $\delta = 0$ dla A nieparzyste

$- |\delta|$ dla jąder n. n.

dla jąder pp - $|\delta| = 34$ MeV.

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-\frac{3}{4}}$$

i (6)

$$M = Zm_p + (A-Z)m_n - \left(\alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-\frac{3}{4}} \right) / c^2$$

Również brak uzasadnienia w ramach modelu kroplowego (wynik dwójkowania).

2.1.2. GRANICE STOSOWALNOŚCI M.K.

Możliwości wyznaczania $\Delta W(A, Z)$ i $m(A, Z)$ [δW-10 - 20MeV, dla $A \approx 100$ – bł.wzgl. 10^{-4}]

Oczywiście można wyznaczyć:

$\varepsilon_n(A,Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 1, Z)$

$\varepsilon_p(A,Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 1, Z - 1)$

$\varepsilon_{2n}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 2, Z)$; dla (A – Z) – parzyste

$\varepsilon_{2p}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 2, Z - 2)$; dla (Z) - parzyste

$P_n(A, Z)$ – N parzyste; $P_p(A, Z)$ – Z parzyste

i analiza prawidłowości rozpadu α,

$E_\alpha = [M_{(A, Z)} - M_{(A - 4, Z - 2)} - M_{He}]c^2 = \Delta W_{(A - 4, Z - 2)} + \Delta W_{He} - \Delta W_{(A, Z)}$

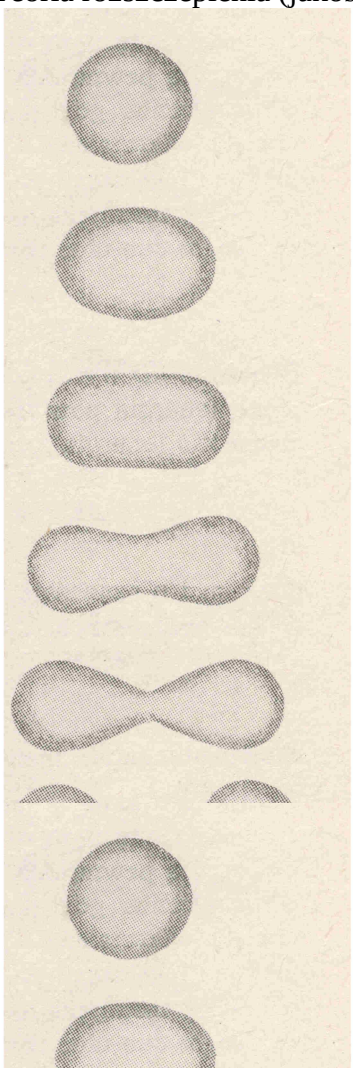
Kolektywny charakter ruchu jądrowej cieczy nieściśliwej
→ powierzchniowe drgania kropli.

Drgania kwadrupolowe (2^+) – elipsoida; oktupolowe (3^-) – gruszka i:

$$E = n \hbar \omega$$

$\hbar\omega$ - energia kwantu drgań kwadru- lub oktupolowych
dla n = 1, dla n = 2 dla małych wzbudzeń (0^+, 2^+, 4^+) brak zgodności ω i E

Teoria rozszczepienia (jakościowa) - $Q_f(A)$



Przy małych wzbudzeniach deformacja sferycznej kropli: elipsoida – sfera.

← Duże wzbudzenia

←
hantla
←

[Sz. Szczeniowski]

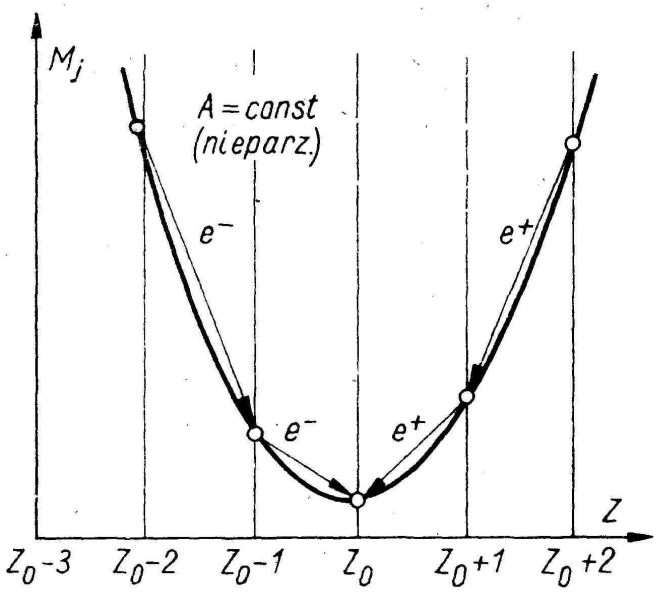
Model kroplowy → zależność Z(A) jąder stabilnych (β).

Z (6):

$$\left(\frac{\partial M_j}{\partial Z}\right)_A = 0 \qquad \rightarrow \qquad Z_0 = \frac{A}{1{,}98 + 0{,}051A^{\frac{2}{3}}}$$

Z_o - jądra stabilnego ($\delta Z = \pm 1$).

(6) Znalezienie zależności $M_j(Z)$ przy stałej A, Rys. 58.

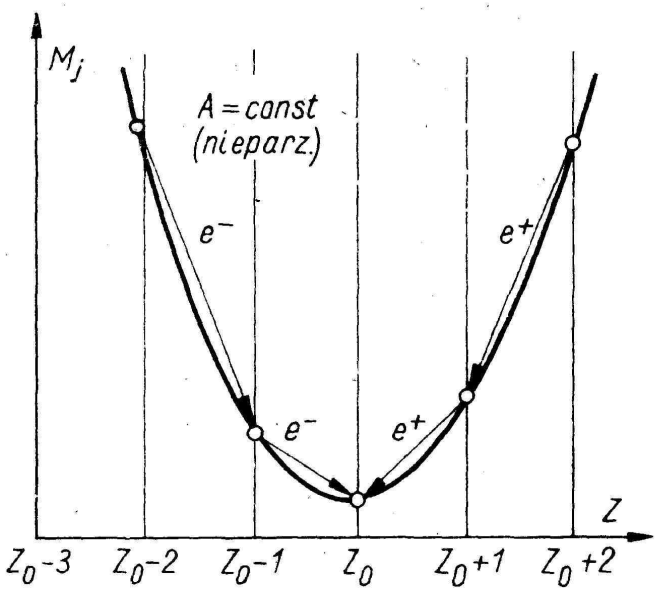


Rys. 58

Parabola IZOBARÓW – ustalone A
[K.N. Muchin]
A nieparzyste → δ = 0
M(Z) →
funkcja jednoznaczna,
dla każdej A –

← M_{min}

$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_{e^-}$; $M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_{e^+}$;



Rys. 58

Prawa strona paraboli:

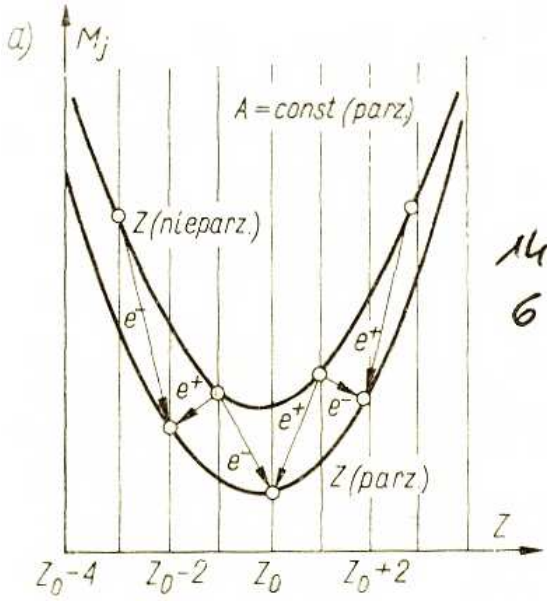
$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_{e^+}$

Lewa strona:

$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$

jedno Z_o – 1 stabilny izobar!
[K.N. Muchin]

Dla A parzystego $\delta = \pm \delta$



A parzyste $\rightarrow \delta \neq 0$

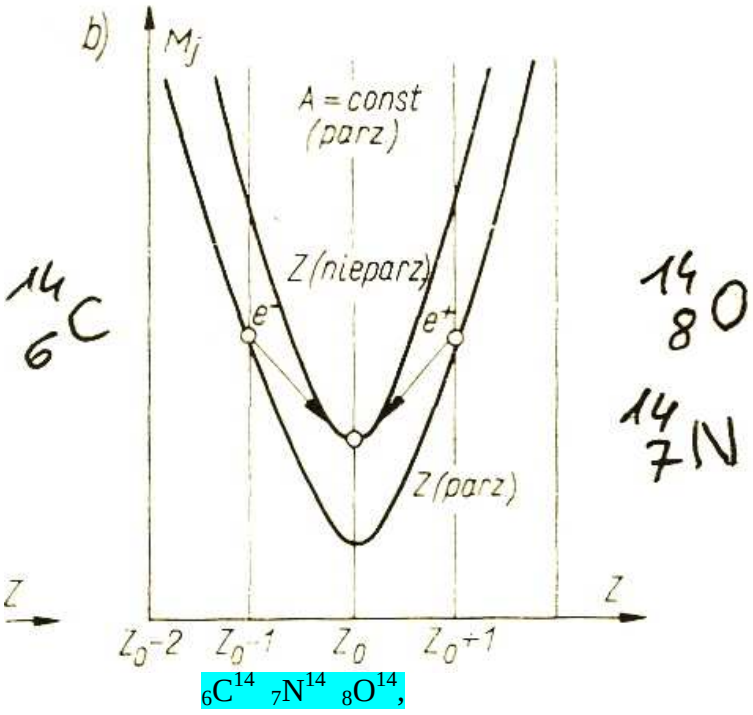
Rys. 59a.

M(Z) – funkcja dwuwartościowa,

Dla każdego A - dwie parabole

Jądra pp - kilka stabilnych nukleonów ↓
[K.N. Muchin]

1. niedozwolona energetycznie przemiana jądra $Z_o \pm 2$ w jądro $Z_o \pm 1$.
2. niedozwolona?, niesłychanie mało prawdopodobna podwójna przemiana β.



Rys. 59 b Wszystkie nn nietrwałe?

Wyjątki ($_1H^1$, $_3Li^6$, $_5B^{10}$, $_7N^{14}$, $_{23}V^{50}$, $_{73}Ta^{180}$) i ich rozmieszczenie:

$_7N^{14}$ - trwałe
$_6C^{14}$ $_8O^{14}$ - nietrwałe

[K.N. Muchin]

Model kroplowy pożyteczny również przy rozpadzie β,

$$E_\beta = [M_{(A, Z)} - M_{(A, Z+1)} - m_e]c^2 = (m_n - m_p - m_e)c^2 + \Delta W_{(A, Z+1)} - \Delta W_{(A, Z)} \quad (20)$$

WADY Modelu kroplowego

(m, ΔW, war. rozp. α, β, γ, ... rozkłady I, P – (jakościowe), jakościowa teoria rozszczepienia...)

1. Konieczność dodania dwóch składników we wzorze pół- empirycznym na ΔW (symetria, parzystość N).
2. Ilościowe dane o stanach wzbudzonych - ???
3. Wyjaśnienie asymetrii rozszczepienia -???
4. f fal powierzchniowych kropli materii jądrowej - ???
5. Brak wytłumaczenia zależności właściwości jądra od ilości nukleonów (liczby magiczne), indywidualne charakterystyki jąder, osobliwości rozpadów itd.

Zależność tych własności od liczby - n i p (2, 8, …).
Szczególna trwałość – $_2He^4$; $_8O^{16}$, $_{20}Ca^{40}$; $_{82}Pb^{208}$.

Analog ATOMU – 2,18, 36, 54,86.

Podstawa współczesnego modelu atomu
założenie
niezależny ruch elektronów
w
kulistosymetrycznym polu potencjalnym.

Modele cząstek niezależnych

2.2 MODEL GAZU FERMIEGO

Ruch nieoddziałujących ze sobą nukleonów
w uśrednionej studni potencjału o wymiarach
$R = r_0 A^{1/3}$.

Ocena głębokości studni potencjału:

U_o, - utrzymywanie nukleonów wewnątrz sfery R:

Stan podstawowy jądra ⇒ stan gazu Fermiego o T = 0 ⇒
wszystkie najniższe stany są obsadzone nukleonami →
tzw. zdegenerowany gaz Fermiego.

Całkowita liczba neutronów

$$n = \int_o^{p_{max}} \frac{dn}{dp} dp$$

gdzie:

$\frac{dn}{dp} = 2\frac{4\pi p^2 V}{(2\pi\hbar)^3}$ - gęstość stanów w statystyce Fermiego,

p - pęd neutronu, $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_o^3 A$, p_{max} = maksymalny pęd n stanów obsadzonych

$\int$ wzór $\qquad n = \frac{V p_{max}^3}{3\pi^2\hbar^3}$ ↓

dla jądra symetrycznego $\qquad N = \frac{A}{2}, \quad \frac{A}{2} = \frac{\frac{4}{3}\pi r_o^3 A \cdot p_{max}^3}{3\pi^2\hbar^3}$ →

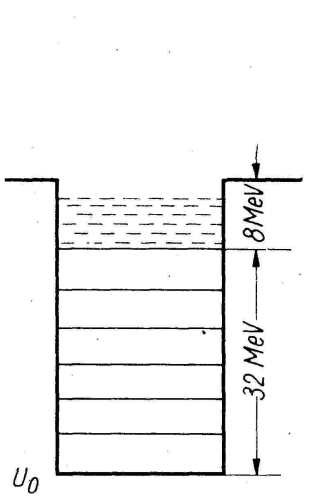
$$p_{max}^{(n)} = \sqrt[3]{\frac{9}{8}\pi}\ \frac{\hbar}{r_o} = 1{,}3\cdot 10^{-19}\ \mathrm{J\cdot s/m} \qquad \rightarrow$$

dla $r_0 = 1{,}2 \times 10^{-15}$m, i $\rightarrow$

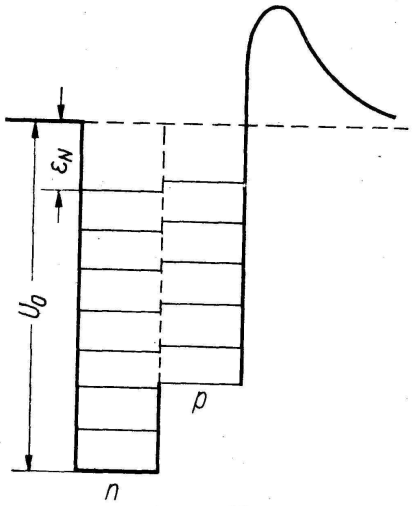
$$T_{max} = \frac{p_{max}^2}{2m_n} = 32\text{MeV} \qquad \text{ale} \qquad \varepsilon = 8\ \text{MeV} \quad \rightarrow$$

i

$U_o = (32 + 8)$ MeV = 40 MeV.



Rys. 60



Rys. 61

Rys. 60.
Dla jądra symetrycznego studnia p = studni n.

Rys. 61. Dla jądra niesymetrycznego N > Z

$T_{max}^n > T_{max}^p$, $U_0^n > U_0^p$

bo:
$U_{Coulomba}$

[K.N. Muchin]

$$\overline{E}_{kN} = \overline{T}_N = \int_o^{T_{max}} T \frac{dN}{dp} dT \approx 20\text{MeV}$$

U_o i T_n - zgodne z wartościami otrzymanymi na drodze innych rozważań.

w T = 0K ?

1. Zdegenerowany gaz jądrowy Fermiego $T_{max} \approx U_0$ – nie ma zmiany stanów!

2. Gaz Fermiego $U_0 \approx 10^3\ T_{max} \Rightarrow$ zamrożone cząstki - ośrodek skondensowany.

Wykorzystanie modelu:

1. jakościowe objaśnienie zjawiska symetrii i wysycenia
2. objaśnienie własności jądra związane z rozkładem pędów N w jądrze.

MODEL POWŁOKOWY 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (n)

Liczby magiczne – anomalnie duża ΔW, Q = 0 → sferyczne.

Swoista okresowość wł. jąder podobna do okresowości wł. atomów - pozwala na próbę stworzenia analogu.

DOŚWIADCZALNE PODSTAWY MODELU POWŁOKOWEGO

Prawidłowości zmian energii wiązania

Jądra trwałe - największa energia wiązania. Trwałość(W)

Energie przyłączania nukleonu:

$$_1H^1 \rightarrow {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^3 \rightarrow {}_2He^4$$

2,2 , 5,5 20,6 MeV

$_2He^4 \rightarrow {}_2He^5$ i $\rightarrow {}_3Li^5$ $\Delta W < 0$

jądra nietrwałe

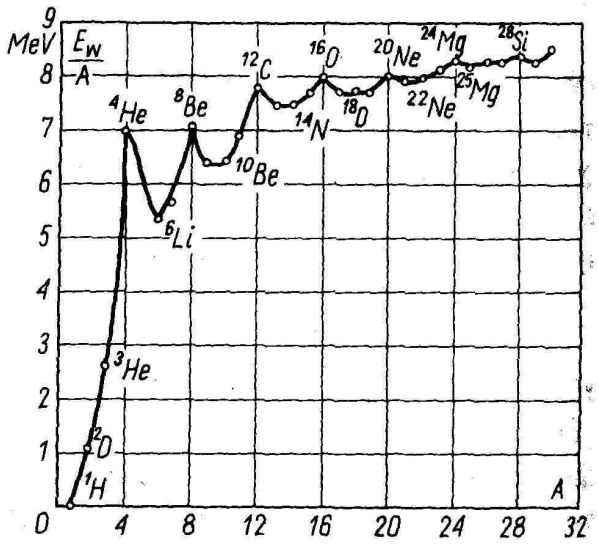
Szczególnie duża trwałość He - α.

Tablica 5. Szczególnie trwałość jąder o l.m. N;

ε [MeV] dołączania dodatkowych nukleonów do jąder p-p.

Jądro	Neutron (ε)	Proton (ε)	N + p (ε)	Dwa n (ε)
$_4Be^8$	1,7	-0,18	8,3	8,5
$_6C^{12}$	5,0	1,9	12,5	13,1
$_8O^{16}$	4,1	0,6	9,7	12,2
$_{10}Ne^{20}$	6,8	3,6	13,5	17,2

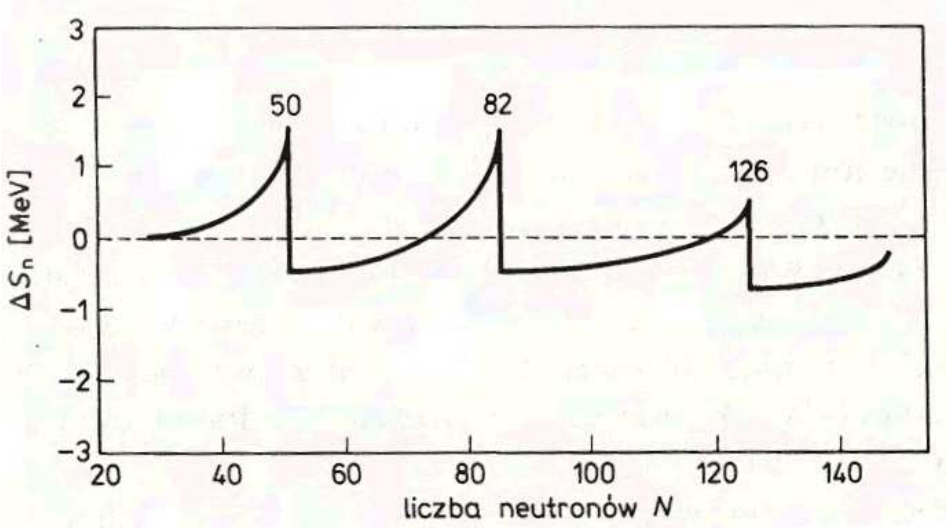
rys.8.7 E(Z,N) załamanie na krzywych E(N)



[Cz. Bobrowski]

Tablica 6. Energia przyłączania neutronu n + 1 [MeV]

Liczba prot. w jądrze	Liczba 122	Neutronów 124	w jądrze 126	128
81	6,5 MeV	6,2 MeV	3,8 MeV	3,9 MeV
82	6,4	6,7	3,9	3,8
83	7,1	6,8	4,2	4,4
84	7,2	6,6	4,8	4,3



Rys. 4.9. Różnice między zmierzonymi energiami separacji neutronów i wartościami obliczonymi ze wzoru Weizsäckera (E. Skrzypczak).

Tablica 7. Energia przyłączania protonu Z + 1[MeV]

Liczba neutr. w jądrze	Liczba 78	Protonów 80	w jądrze 82	84
117	5,8	5,2	2,0	1,2
118	6,8	5,6	2,1	1,4
119	6,3 MeV	5,4 MeV	2,4 MeV	1,5 MeV

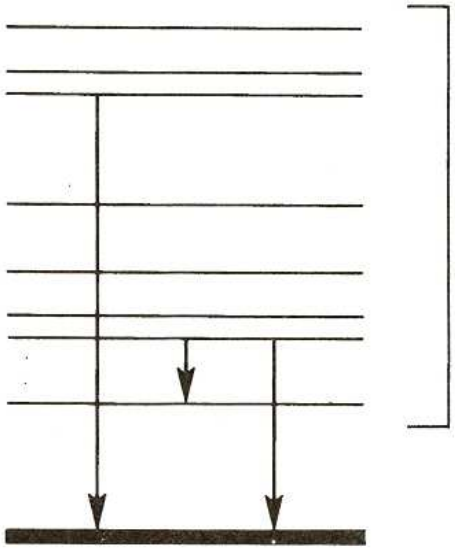
$\sigma_{\text{wychwyt n}}$ < 10 – 100 razy.

Liniowe (dyskretne) widma prom γ:
Określone poziomy!

(stany wzbudzone)

(stan podstawowy)

[E. Skrzypczak]

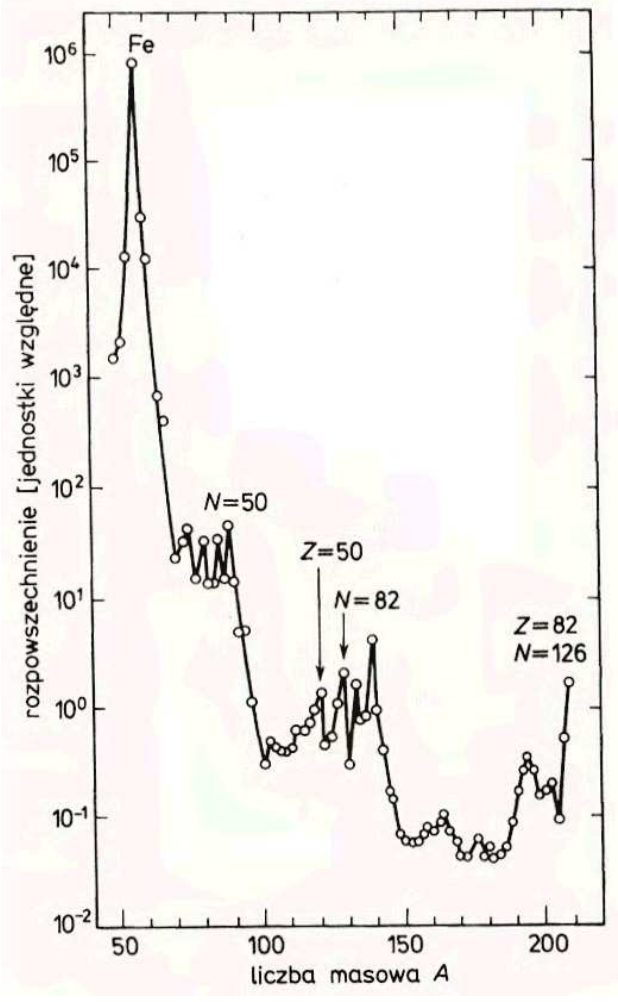


Częstość występowania izotopów

1) Ostatnie trwałe jądro o Z = A - podwój. mag. $_{20}Ca^{40}$ - zawartość w mieszaninie izotopów 97%

$_{18}Ar^{36}$ - 0,3 %

$_{22}Ti^{44}$ - nie występuje w przyrodzie



2) Izotony - średnio ok. 3 - 4 (n - parzyste)

Dlan = 20 - 5 ($_{16}S^{36}$, $_{17}Cl^{37}$, $_{18}Ar^{38}$, $_{19}K^{39}$, $_{20}Ca^{40}$)

n = 50 - 6

n = 82 - 7

[E. Skrzypczak]

3) najczęściej występuje izotop - o $\overline{m}$ - wyjątki

n = 50 ($_{38}Sr^{88}$) i n = 82 ($_{56}Ba^{138}$, $_{58}Ce^{140}$, $_{57}La^{139}$ itd.)

4) $_{50}Sn$ - 10 izotopów trwałych - 3 o nieparzystej A

Prawidłowości rozpadu α i β

1) trzy rodziny promieniotwórcze → $_{82}Pb$

$Z \leq 82$ - jądra trwałe (występujące w przyrodzie)

2) $E_\alpha \Uparrow$ dla $Z \Uparrow$ - wyjątek $_{84}Po^{210}$, $E_{\alpha\,Po}$ > niż jąder z $Z_X > Z_{Po}$,

3) na ogół α mają $E_{\alpha\,max}$, gdy są emitowane przez jądra o N = 128, Z = 84, N = 84 - dają w wyniku prom. α jądra o l mag.

$_{84}Po^{210}$, $_{84}Po^{212}$- $\alpha_{długozasięgowe}$,

$^{144}_{60}Nd \xrightarrow{\alpha(1,8\,MeV)} E_\alpha\ ^{140}Ce_{58}$ (82n) $T_{1/2} = 5\ 10^{15}$ lat → n = 84.

w środku układu Mendelejewa

4) Analogicznie dla β

$E_{\beta max}$ – jądro końcowe magiczne; $E_{\beta min}$ - rozpada się j. magiczne

N = 50

$^{87}_{36}Kr \xrightarrow{\beta} {}^{87}_{37}Rb \xrightarrow{\beta} {}^{87}_{38}Sr$ - (n = 50)

$E_\beta = 3,6$ 0,27 [MeV]

5) Przemiany kaskadowe z emisją opóźnionych N

$_7N^{17} \xrightarrow{\beta} {}_8O^{17*} \xrightarrow{n} {}_8O^{16}$; $(n_{mag} + 1)$

$(Z_{mag} + 1)$ $^{16}_{10}Ne \xrightarrow{\beta^+} {}^{16}_{9}F^* \xrightarrow{p} {}_8O^{16}$

$E_{separacji\ 9N} < E_{wzbudzenia}$.

SCHEMAT BUDOWY MODELU POWŁOKOWEGO JĄDRA

Zasada budowy modelu powłokowego

1. Centralna siła +
2. Poruszające się w polu, słabo oddziałujące między sobą, cząstki,
3. Obsadzanie poziomów zgodnie z zasadą Pauliego ⇔

sprzeczności (1. brak wydzielonego centrum sił,

2. silne oddziaływanie N).

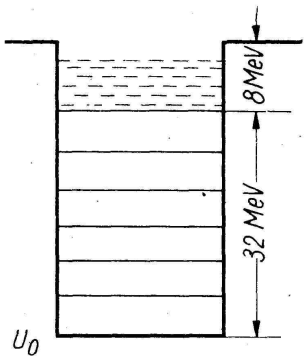
Koncentracja:

$n \approx 10^{38}$ nukleonów/cm^3, $\sigma_{N(25MeV)} = 0{,}3\ 10^{-24}\ cm^2 \Rightarrow$

$$\bar{\lambda}_N = 1/(n\sigma) = 1/(10^{38}\ 0{,}3\ 10^{-24}\ cm) \approx 0{,}3 \cdot 10^{-15}\ [m] \leq R_{jądro} \qquad (2.3.3)$$

Ruch orbitalny ???

Duże natężenie + mały zasięg oddziaływania jądrowego między nukleonami → opis:



Rys. 60

[K.N. Muchin]

studnia potencjalna N, d ~ 10^{-15} m

h ~ 30 MeV,

Ц

Potencjał sferycznie symetryczny –

nukleony poruszające się w tym polu

znajdują się w ściśle określonych stanach energetycznych ⇒ Mechanika Kwantowa.

$\lambda_{N,śr} >> 0{,}3 \cdot 10^{-15}$ m

zapełnienie poziomów $E_{podst.}$ ⇒ nukleony w jądrze nie oddziałują!

Model

W polu symetrycznego potencjału poruszają się nieoddziałujące ze sobą cząstki: p i n o (s = ½), zasada Pauliego.

„1” przybliżenie – $U_n = U_p$ (pokrycie się liczb magicznych p i n).

Potencjał sferyczny → „l” - całka ruchu,

↓

(2l + 1) orientacji wektora „l” $E_{ln} = E_{l(n\pm1)}$.

Zasada Pauliego - na poziomie energetycznym –

$2(2l + 1)$ nukleonów ($2 \uparrow\downarrow$).

Możliwy model jądra

określone liczby nukleonów zajmują określone powłoki energetyczne.

Najprostszy wariant - model jednocząstkowy

(A nieparz):

1. Sztywny, sferycznie symetryczny rdzeń (zamknięta powłoka)

$$l = 0 \text{ i } \mu = 0,$$

2. Własności jądra określa ostatni nieparzysty nukleon, lub…kilka N.

Zaawansowany model powłokowy – zamknięta powłoka + xN

Schematy modelu powłok jądrowych

Określenie poziomów – parametry studni U(A): d = 2r, h (~8MeV).

Rozw. rów. Schrödingera → widmo ww i fw (stany cz. w studni)

↓

$E_{nukleonu} = \hbar\sqrt{2U_0 / mr^2}\,(2(n-1)+l)$

Gdzie:

U_0 – potencjał przy promieniu r = 0, m – masa, n, l – główna i orbitalna liczba kwantowa.

Tabela

Kolejność stanów dla studni prostokątnej dla danego n (powłoki). [K.N. Muchin]

Stany	1s	1p	2s	1d	1f	2p	1g	2d	3s	1h	2f	3p
l	0	1	0	2	3	1	4	2	0	5	3	1
N=2(2l+1)	2	6	2	10	14	6	18	10	2	22	14	6
ΣN	2	8	10	20	34	40	58	68	70	92	106	112

E ↑ → n, l, N = 2(2l + 1) – ilość N na poziomie (2 Pauli)

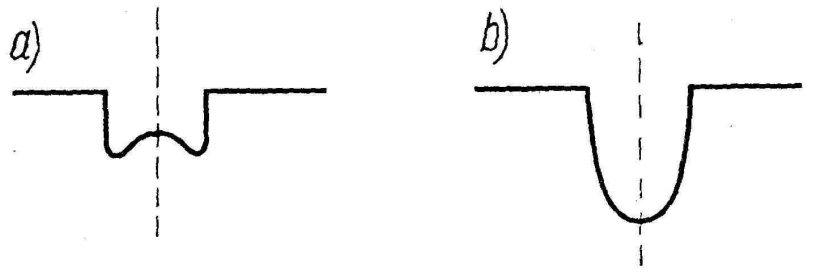
Kształt studni ~Ц ⇒ rozkład poziomów (E), zmiana ich kolejności.

Przerwa energetyczna – duża stabilność

Zaokrąglenie brzegów U – Prawidłowe oddanie liczb magicznych – {2, 8, 20, 40, 70, 112} łączenie się poziomów 2s + 1d, 1f + 2p ...}.

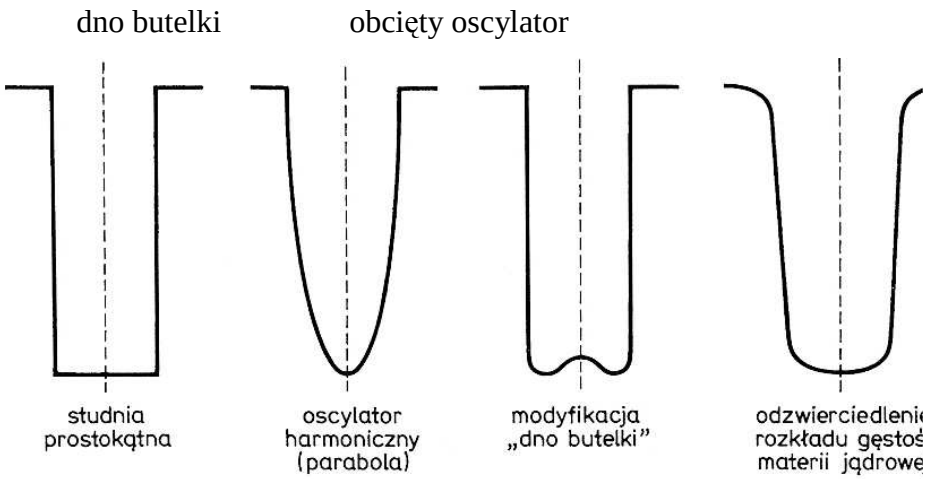
Dalsze dwie możliwości modyfikacji:

1) Zmiana kształtu studni potencjału



Rys. 62

Rys. 62. Radykalne zmiany kształtu studni: a) dno butelki, b) obcięty oscylator – żaden nie jest poprawny [K.N. Muchin]



Rys. 4.11. Wybrane przykłady kształtów studni potencjału

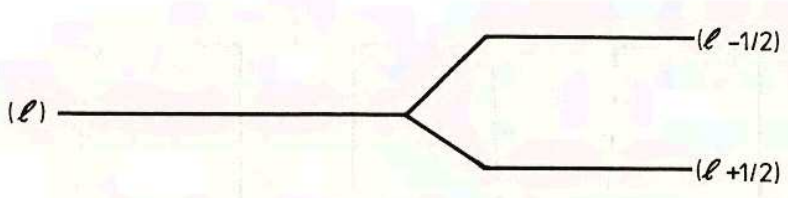
[E. Skrzypczak i in.]

2) Meyer – założenie - silne sprzężenie spin-orbita:

(silniejszego od oddz. nukleonów między sobą)

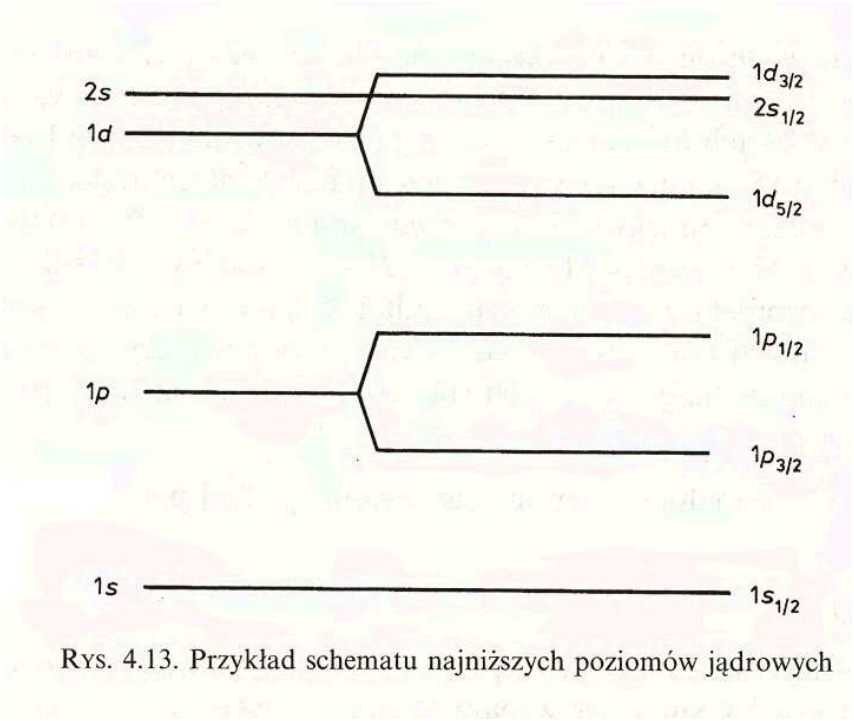
$$V = V(r) + U(r)(sl)$$

Kształt – jak dla danych z Tabeli (U).



Rys. 4.12. Rozszczepienie poziomów dla $l \neq 0$

Stany własne dla każdego $l \neq 0$ rozszczepiają się na dwa: + ½ i - ½.



Rys. 4.13. Przykład schematu najniższych poziomów jądrowych

$l \neq 0$

$l - ½$

$l + ½$

$E(l - ½) > E(l + ½)$

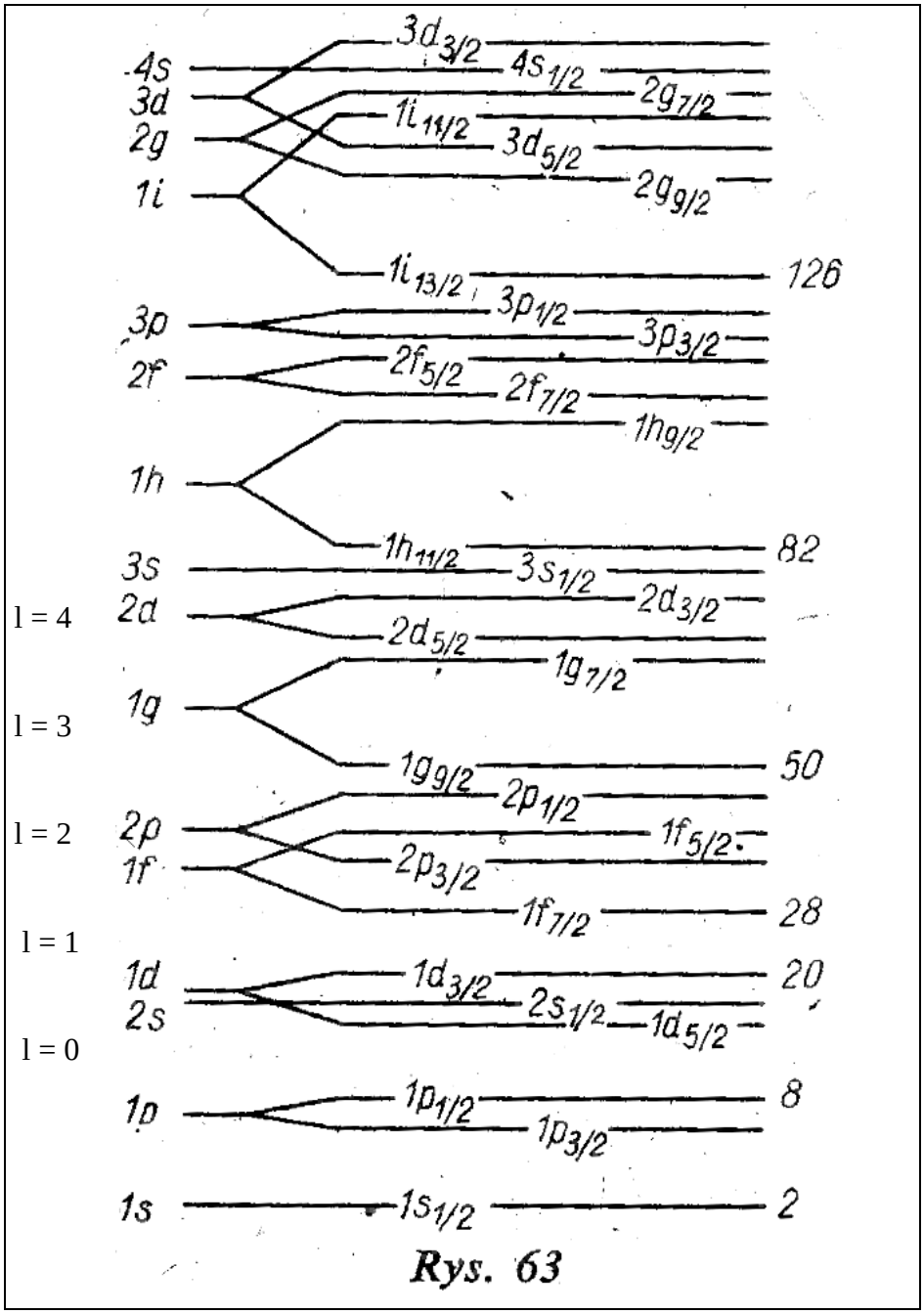
[E. Skrzypczak i in.]

dla l = 0, / l ± s / = /0 ± ½ / = ±½ ; liczba N – 2(2∗0 +1) = 2 (rys. 4.13)↓

dla l = 1, / l ± s / = /1 ± ½ / = ½, 3/2, ; liczba N – 2(2∗1 +1) = 6

Σ = 2 = 6 = 8

Rys. 63 Schemat rozszczepienia dla najprostszego modelu powłokowego.



Rys. 63

Rys. 63. E_{stanu} dla wart. „l”- 2 wart. w zal. s i l, $E_{\uparrow s\uparrow l} < E_{\uparrow s\downarrow l}$. (energia stanu)

Rozszczepienie poziomów na dwa $j = l \pm ½$, zamiast poziomu np – $np_{3/2}$ i $np_{1/2}$; nd – $nd_{5/2}$ i $nd_{3/2}$; itd.

28 nf, 50 ng, j ↑ E ↑

{ l = 4 (przemieszczanie) s – (l + ½ i l – ½

2p

1d

1p.

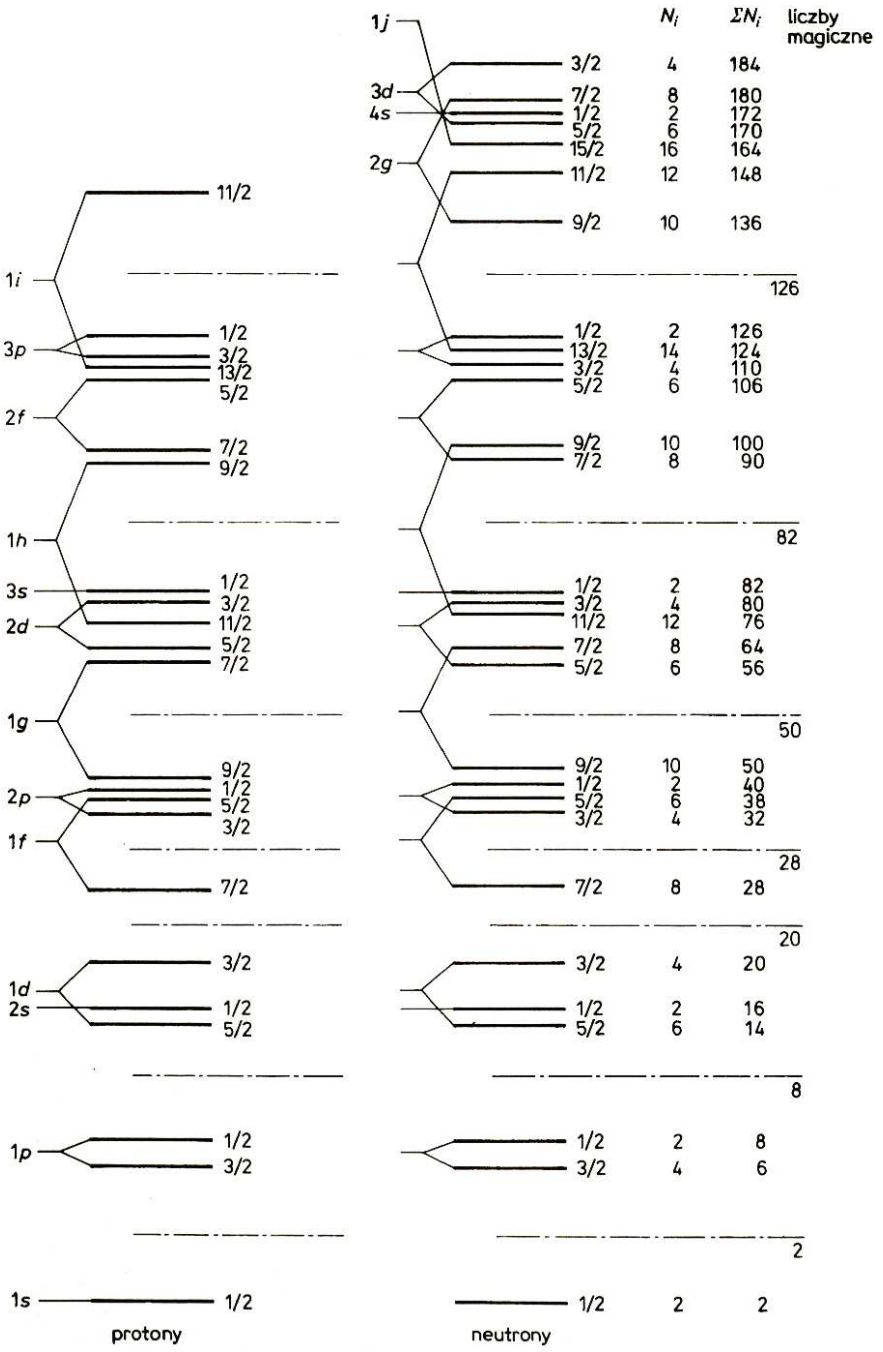
$E_{j+1} > E_j$.

$\Delta R_{4l} > \Delta R_{3l}$.

Tabela 8. Rozmieszczenie stanów na powłokach z uwzględnieniem sprzężenia spin-orbita. [K.N. Muchin]

Najprostszy wariant jednocząstkowego modelu powłokowego.

liczba obsadzeń poziomów l obu powłok



Rys. 4.14. Schemat poziomów dla protonów i neutronów

[E. Skrzypczak i in.]

[K.N. Muchin] liczba obsadzeń „*m*" i „N"

Tablica 8

Powłoka	Stan	$m=2l+1$	$N=\sum m$
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}\ 1p_{1/2}$	$4+2=6$	8
III	$1d_{5/2}\ 2s_{1/2}\ 1d_{3/2}$	$6+2+4=12$	20
IV	$1f_{7/2}\ 2p_{3/2}\ 1f_{5/2}\ 2p_{1/2}\ 1g_{9/2}$	$8+4+6+2+10=30$	50
V	$1g_{7/2}\ 2d_{5/2}\ 2d_{3/2}\ 3s_{1/2}\ 1h_{11/2}$	$8+6+4+2+12=32$	82
VI	$1h_{9/2}\ 2f_{7/2}\ 2f_{5/2}\ 3p_{3/2}\ 3p_{1/2}\ 1i_{13/2}$	$10+8+6+4+2+14=44$	126

dla każdego z poziomów dla powłok zamkniętych

Określenie schematu obsadzeń poziomów w jądrze ⇒

a) porównanie liczby „N" i wartości „s" z liczbami obsadzeń

b) oraz wartości „j = l + s"

\+ założenia doświadczalne:

1. (wypadkowy moment pędu) ΣJ = 0 dla jąder p p.
2. Dla nieparzystych N:

$j = l + s$ nieparzystego nukleonu.

3. $\Sigma J = 2j_N$ dla jądra N-N i nieparzyste nukleony w tych samych stanach.
4. Dla ustalonej wartości n - $E_{l.} \uparrow$ gdy $l\uparrow$.
5. Energia oddziaływania: $E_{spin\text{-}orbita\uparrow l\uparrow s} > E_{spin\text{-}orbita\uparrow l\downarrow s}$.($E_{oddziaływania}$)

Sprawdzenie prawidłowości przyporządkowania jądru określonego stanu ⇒ ⇒ $\mu_{teoret} = \mu_{exp}$?

Dla jąder o 1N poza zamkniętą powłoką - $\mu_p = [(l + ½) + 2{,}29]\mu_B$;

(I = l + s) $\mu_n = -1{,}91\mu_B$;

Dla pozostałych jąder (lekkich) –

ΣN poza zamkniętą powłoką.

Tablica 9. Jądra z powłoki „1" – N obsadzające ten sam stan $1s_{1/2}$.

Tablica 9

Jądro (nukleon)	Spin *I*	Stan	μ_{eksp}	μ_{teor}	Zapełniany stan
n	1/2	$1s_{1/2}$	−1,91	—	$1s_{1/2}$
p	1/2	$1s_{1/2}$	+2,79	—	
^2_1H	1	$(1s_{1/2})^2$	+0,86	+0,88	
^3_1H	1/2	$(1s_{1/2})^3$	+2,98	+2,79	
^3_2He	1/2	$(1s_{1/2})^3$	−2,13	−1,91	[K.N. Muchin]
^4_2He	0	$(1s_{1/2})^4$	0	0	

Dla $_2He^4$ - całkowicie zapełniony (j = ½, 2j + 1 = 2) 2 p i 2n.

2 powłoka: + 1N (p, n)

$_2He^5$ i $_3Li^5$ - jądra nietrwałe a $_3Li^6$ – nieregularność powłok.

Tabela. 10. Tablica 9. Jądra należące do 2-giej powłoki.

Tablica 1(

Jądro	Spin I	Stan	μ_{eksp}	μ_{teor}	Zapełniane stany
$^{7}_{3}Li$	3/2	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^3$	3,26	3,07	$1p_{3/2}$
$^{9}_{4}Be$	3/2	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^5$	−1,18	−1,14	
$^{10}_{5}B$	3	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^6$	1,80	1,88	$1p_{1/2}$
$^{12}_{6}C$	0	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^8$	0	0	
$^{13}_{6}C$	1/2	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^8\ 1p_{1/2}$	0,70	0,64	
$^{14}_{7}N$	1	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^8\ (1p_{1/2})^2$	−0,40	−0,40	
$^{15}_{7}N$	1/2	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^8\ (1p_{1/2})^3$	−0,28	−0,24	[K.N. Muchin]
$^{16}_{8}O$	0	$(1s_{1/2})^4\ (1p_{3/2})^8\ (1p_{1/2})^4$	0	0	

$_5B^{11}$ – brak jednoznacznych wyników. $\mu_{exp} \approx \mu_t$,

+ 10 jąder z III powłoki.

$28 < N < 50$ - nie ma spinu I = 7/2

V powłoka - brak jąder ze spinem I = 9/2

$_{83}Bi^{209}$ – 83-ci p (I = 9/2)

DOŚWIADCZALNE KONSEKWENCJE MODELU POWŁOKOWEGO I ZAKRES JEGO ZASTOSOWANIA

Konstrukcja modelu – doświadczalne: l.m, I, μ, Q itd.

Porównanie danych doświadczalnych i obliczonych z modelu powłokowego ???

Niezależne zjawiska - ocena modelu powłokowego (częstość występowania izomerów, reguły wyboru dla β).

1. Częstość występowania izomerów – stany metastabilne,

ΔI ≥ 4 Tabl. 8 Powłoka IV V i VI

ΔE – małe; ΔI ≥ 4. Tabela 8. [K.N. Muchin]

Tablica

Powłoka	Stan	$m=2l+1$	$N=\sum$
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}\ 1p_{1/2}$	4+2=6	8
III	$1d_{5/2}\ 2s_{1/2}\ 1d_{3/2}$	6+2+4=12	20
IV	$1f_{7/2}\ 2p_{3/2}\ 1f_{5/2}\ 2p_{1/2}\ 1g_{9/2}$	8+4+6+2+10=30	50
V	$1g_{7/2}\ 2d_{5/2}\ 2d_{3/2}\ 3s_{1/2}\ 1h_{11/2}$	8+6+4+2+12=32	82
VI	$1h_{9/2}\ 2f_{7/2}\ 2f_{5/2}\ 3p_{3/2}\ 3p_{1/2}\ 1i_{13/2}$	10+8+6+4+2+14=44	126

IV Δj = (9/2-1/2) = 4 ←

Najniższym stanem wzbudzonym dla $2p_{1/2}$ jest $1g_{9/2}$ -

przejście 2 → 1 utrudnione bo ΔI ≥ 4.

IZOMERY IV – dla liczb obsadzeń

N > 20+8+4+6 = 38

Granica teoretyczna = granica eksperymentalna

IZOMERY V – dla liczb obsadzeń N > 50+8+6 = 64

(Zmienna kolejność zapełniania) $3s_{1/2}$ i $1h_{11/2}$.

2. Reguły wyboru w rozpadzie β - zmiana parzystości i spinu. Model potrafi przewidzieć przejścia dozwolone i wzbronione.

Przykład: dozwolone wzbronione

β^+ β^-

$_{9}F^{17} \rightarrow {}_{8}O^{17}$ i $_{50}Sn^{123} \rightarrow {}_{51}Sb^{123}$.

$9p \rightarrow 9n$ $1d_{5/2}$ $73n \rightarrow 51p$, $1h_{11/2} \rightarrow 1g_{7/2}$.

$\Delta J = 0$, $\Delta l(\Delta I) = 0$, $P_p/P_k=1$; $\Delta J = 1$, $\Delta l = 1; \rightarrow \Delta I = 2$, $P_p/P_k=-1$

$\lg F\tau \approx 3 \div 5$ (exp. 3,36) $\lg F\tau \approx 9$ (exp. 9,1)

$F(E_\beta)$ – znana funkcja E, τ – średni czas życia jądra.

3. Prawidłowe przewidywania przejście Q przez 0 (zmiana znaku) przy magicznej liczbie N (wartości – nie).
4. Dlaczego wzbronione przejścia α występują częściej dla jąder o nieparzystej A (emisja z peryferyjnej części) – prawdopo-dobieństwo utworzenia $\alpha\uparrow$ na brzegu, peryferyjne n i p w jądrach np-np są w różnych stanach.

WADY MODELU POWŁOKOWEGO

Sprawdza się – jądra sferyczne (lekkie) st. podstawowe i słabo wzbudzone; obsadzanie?

1) Niezgodności dla $^{6}_{3}Li$ $(2xN\ (p, n) – 1p_{3/2})$ $I_{teoret.} = 3$ $I_{exp} = 1$

$^{19}_{9}F$ $(9p – 1d_{5/2})$ $I_t = 5/2$; $I_{exp} = ½$

$^{23}_{11}Na$ $(11p – 1d_{5/2})$ $I_t = 5/2$; $I_{exp} = 3/2$

Nieregularne zapełnianie powłok?

2) Jądra pp - powłoki zapełnione do połowy - wyraźnie zarysowana struktura poziomów rotacyjnych ↔ sferyczność (symetryczny) samouzgodnionego potencjału.

3) Zaniżone wartości Q jąder o powłokach zapełnionych do połowy. $Q_{teor.} \approx eR^2$, $Q_{exp.} \approx (10\text{-}20)\ eR^2$

4) Dla tych jąder ↑ model daje zaniżone wartości prawdopodo-bieństwa przejść $\gamma\ (l = 2)\ E^{(2)}$.

Źródła błędów, założenia:

1) sferyczność potencjału; 2) brak oddz. pomiędzy nukleonami; 3) stosowalność zasady Pauliego dla nukleonów.

2.4. UOGÓLNIONY MODEL JĄDRA (kolektywny)

Reinvoter, O. Bohr, Mottelson, Hill i Wheeler.

Samouzgodniony sferycznie symetryczny potencjał →

wynik oddziaływania nukleonów →

czy więc sztywny i stały? ~ liczba “N” poza zamkniętymi powłokami

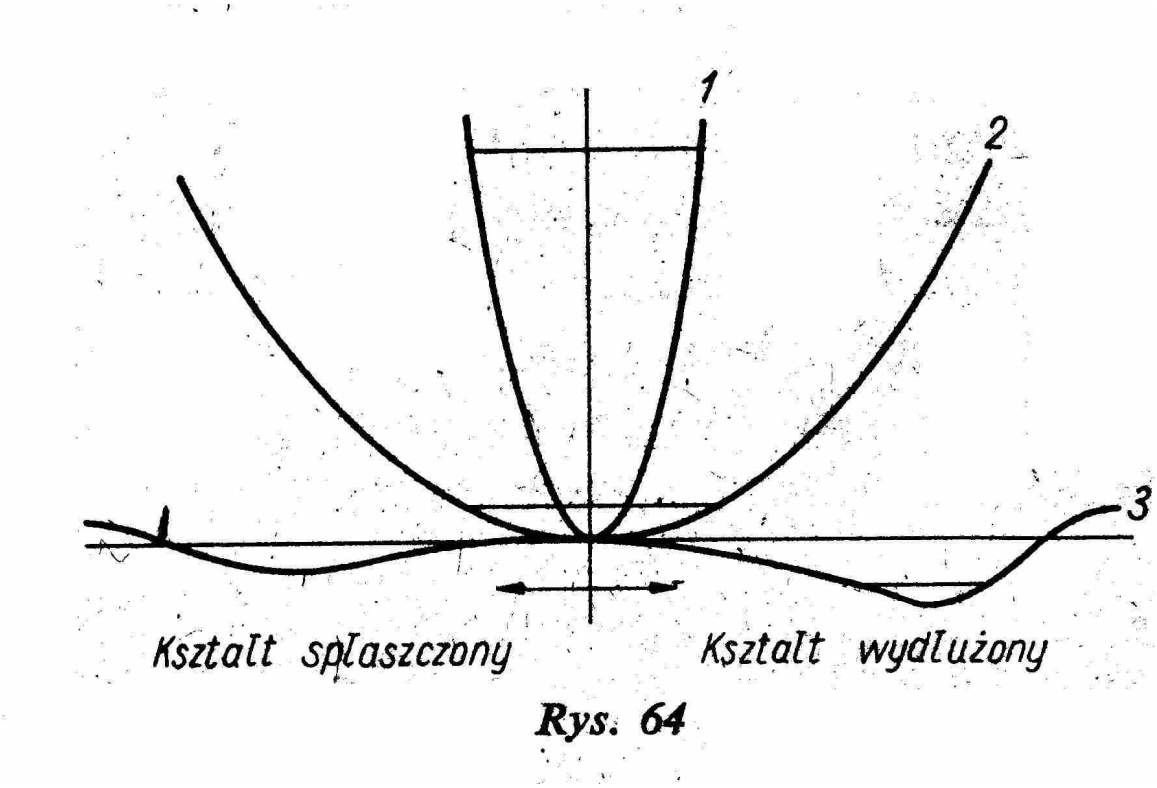
Powłoki zamknięte → sfer. sym. potencjał → duża stabilność

Potencjał oraz kształt jądra sferycznie symetryczny→

mała liczba nukleonów poza zamkniętymi powłokami.

1. Duża stabilność jądra względem kształtu sferycznego równowagi - deformacja↑ krzywa energii potencjalnej↑↑ [Rys. 64] krzywa 1.

U



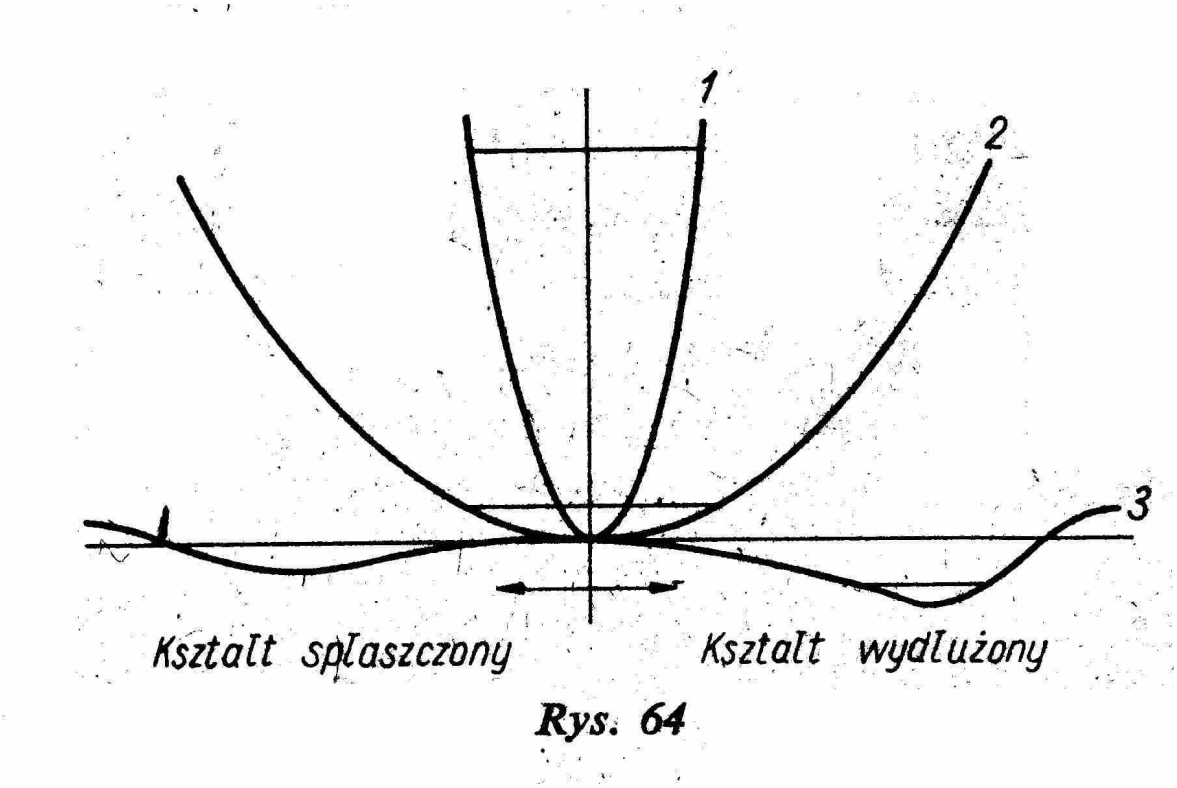
1 poziom oscylacyjny (Jednocząstkowe poziomy w sferycznie symetrycznym potencjale)

2. poziom oscylacyjny większej ilości N poza zamkniętą powłoką

Rys. 64. [K.N. Muchin]
Duża stabilność jądra względem sferycznego kształtu równowagi z jednym oscylacyjnym poziomem wzbudzenia (1), zmniejszenie stabilności przy wzroście liczby nukleonów spoza zamkniętych powłok – $p_{centrobieżne}$ (2) i niestabilność jądra (3).

2. Wzrost liczby nukleonów spoza zamkniętych powłok - wpływ indywidualnego ruchu nukleonów na samouzgodniony potencjał.

Sztywność potencjału ↓ stabilność kształtu sferycznego ↓, energia poziomów oscylacyjnych ↓ (rys. 64, 2). (ciśnienie centrobieżne).



Rys. 64

1 poziom oscylacyjny (Jednocząstkowe poziomy w sferycznie symetrycznym potencjale)

2. poziom oscylacyjny dla większej ilości N poza zamkniętą powłoką

3. i b. dużej ilości N [Muchin]

3. Dla pewnej liczby (dostatecznie dużej) nukleonów spoza zamkniętych powiek – niestabilność sferycznie symetrycznego kształtu jądra (64 [3]) → minimum energii potencjalnej ≠ 0 - jądro niesferyczne. [K.N. Muchin]

Jądro niesferyczne → ruch obrotowy → poziomy rotacyjne.

4. Wzrost liczby nukleonów poza zamkniętymi powłokami →
oddziaływanie kolektywne → deformacja i przebudowa całego jądra (3–20 MeV).

Uwzględnienie niesferyczności pot. powinno doprowadzić do następujących wyników:

1) niesferyczna studnia ⇒ stany jednocząstkowe różniące się od studni sferycznie symetrycznej - Nillson,
2) jądro o małej liczbie nukleonów poza zamkniętymi powłokami - występowanie poziomów osc. wzbudzanych oddziaływaniem dodatkowych nukleonów z powierzchnią jądra,
3) jądro o dużej l. nukleonów spoza zamkniętych powłok - poziomy rotacyjne,
4) dostateczne silne wzbudzenia jądra - drgania jądra jako całości 10 - 20 MeV.

Stany jednocząstkowe w niesferycznej studni potencjału,

Ad.1.
Dla symetrii niesferycznej → nie zachowany „j” →
znika (2j +1)- krotna degeneracja poziomów.

Jądro z osią symetrii „z” → zachowanie rzutu j_z → dwukrotna degeneracja poziomu $|j_z| \Rightarrow + j_z; - j_z$.

Rozszczepienie na (2j+1)/2 podpoziomów ~ $\delta = \Delta R/R$ – określenie niesferyczności jądra (Q).

Stany jednocząstkowe jądra niesymetrycznego - Nillson- studnia potencjału oscylatora o symetrii osiowej z silnym sprzężeniem spin-orbita

$$V(r) = \frac{1}{2} M\left[\omega_{\perp}^{2}(x^2 + y^2) + \omega_z^{2} z^2\right] + Cls + Dl^2$$

gdzie:

$\omega_{\perp}^{2} = \omega_0^{2}(1 + 2\delta/3)$, $\omega_z^{2} = \omega_0^{2}(1 + 4\delta/3)$, C, D i ω_0 – stałe,

$\delta = \Delta R/R$, – parametr deformacji.

Rys. 65. [K.N. Muchin] Kolejność zapełniania poziomów: $p_{3/2}$ i $d_{5/2}$ dla małej deformacji:

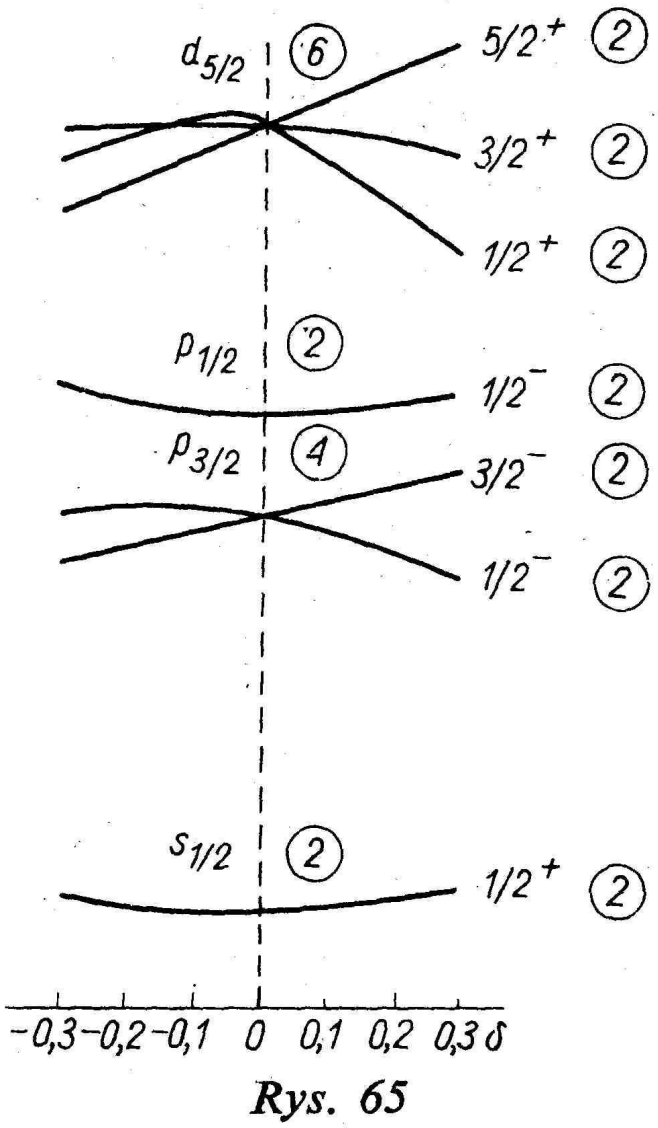
Mała

Deformacja

l = 2

(6N)

dla stanu d, l =2



Rys. 65

l = 1

(4N)

Li

dla stanu p, l =1

j = 5/2

← rzuty:

½ , 3/2 i 5/2

j = 3/2

← rzuty: ½ i 3/2

Q > 0

⇒

δ > 0

δ < 0

[Muchin]

Schemat Nillsona $P = (-1)^{\Sigma l}$, ${}^{6}_{3}Li$, ${}^{19}_{9}F$, ${}^{23}_{11}Na$

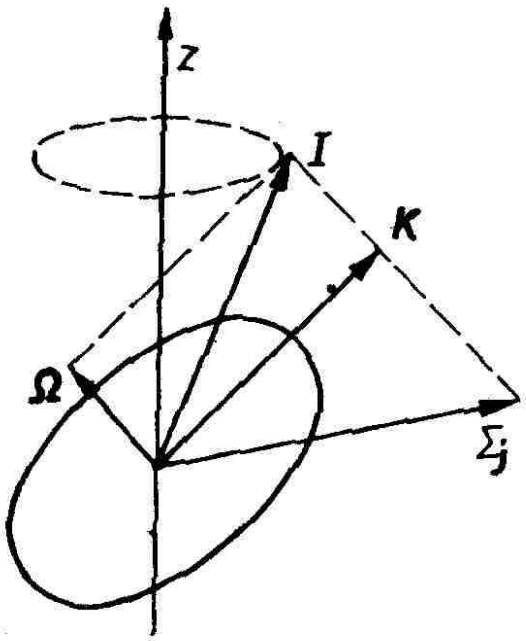
$Q > 0 \Rightarrow \delta = \Delta R/R > 0$,

${}^{6}_{3}Li$ - 1_3p i 1_3n podpoziom $½^{(-)} \rightarrow s = 1$, $P = (-1)^{2l} = 1^{(+)}$.

${}^{19}_{9}F$ - 1_9p podpoziom $½^+$ - s = ½ i P = (+), $½^{(+)}$.

${}^{23}_{11}Na$ - $1_{11}p$, $3/2^+$ - s = 3/2 i P = (+), $3/2^{(+)}$..

Stany rotacyjne.



Rys. 50

[K.N. Muchin]

Dla jądra w stanie podst.

rzut $\Sigma j_{ośs} = K = I_{0(podst)}$

dla jądra p-p - $K = I_0 = 0$

w stanie wzbudzonym:
inne (zmiana K lub rot) i:

$$I = K + \Omega,$$

K – rzut wypadkowego momen-tu pędu wszystkich nukleonów Σj, Ω - rotacyjny moment pędu,

E stanów wzbudzonych - pasma rotacyjne jądra (K = const.):

$$E_{rot} = \frac{\Omega^2}{2J_{ef}} = \frac{I^2 - K^2}{2J_{ef}} = \frac{\hbar^2}{2J_{ef}}[I(I+1) - K(K+1)]$$

Gdzie:

$J_{ef} \approx J_0 (\Delta R/R)^2$ - efektywny moment bezwładności jądra: ,

a J_0 – J c. sztywnego o kształcie jądra.

Dla jądra p-p przejście kwantowe → stan podstawowy (K = 0):

$$E_{rot} = \hbar^2 I(I+1)/ 2J_{ef} ,$$

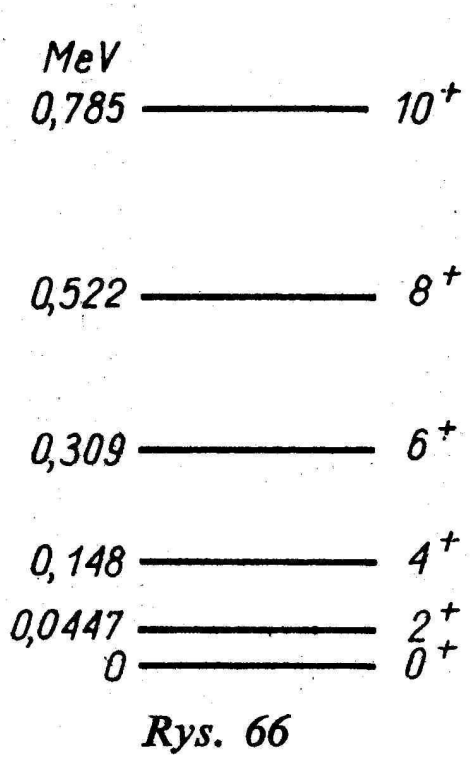
I = 0, 2, 4 ...(istnienie płaszczyzny symetrii ⊥ oś symetrii jądra)

i:

$E_{rot\,0} = 0$, $E_{rot1} = 3\hbar^2/J_{ef}$, $E_{rot2} = 10\hbar^2/J_{ef}$, $E_{rot3} = 21\hbar^2/J_{ef}$,

$E_{rot4} = 36\hbar^2/J_{ef}$, $E_{rot5} = 55\hbar^2/J_{ef}$ itd. stąd:

$E_1/E_2/E_3/E_4/E_5 \ldots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : 55/3.$



Rys. 66.

Widmo poziomów rotacyjnych jądra $_{92}U^{238}$,

spiny i parzystości poziomów - odpowiadają regułom widm rotacyjnych.

$E_1/E_2/E_3/E_4/E_5$ ... = 1 : 3,32 :6,92 : 11,7 = $E_{teort1}/E_{teort2}/\ldots$

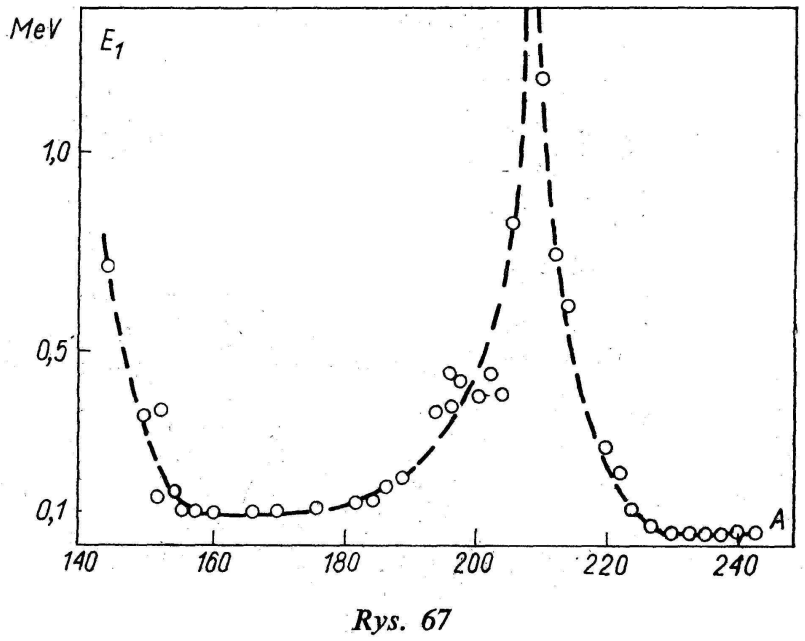
[K.N. Muchin]

$E_{1\ rot}$ (A ≈ 240) ~ (40 – 50)keV, (A = 150 – 160) ~ (80 – 90)keV →

Dla liczb bliskich liczbom magicznym $E_{rot1} \rightarrow \infty$.

$J_{ef} \rightarrow \delta = \Delta R/R$

dla jąder „magicznych” $E_1 \rightarrow \infty$ - Rys.67.



Rys. 67

Rys. 67.

Wielkość energii pierwszego rota-cyjnego stanu w zal. od wielkości jądra.

Dla N = mag.

$E_1 = \infty$

[K.N. Muchin]

Z $E_1 \rightarrow J_{ef} \rightarrow \delta$;

$J_0 = \frac{2}{3}MR^2$; $J_{ef} = J_0\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2$ $J_0/J_{ef} \approx 2,5 \rightarrow \delta \approx 0,35$.

Duże deformacje → Q i $P_{E(2)}$ – duże i poprawne wartości:

$$\mu = g_K K + g_\Omega \Omega = \mu_{teoret.}$$

gdzie:

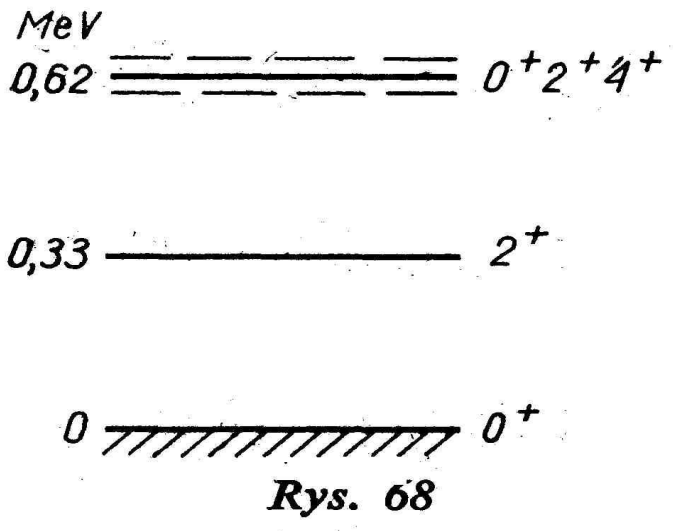
g_K i g_Ω - współczynniki.

Poziomy oscylacyjne

Mały nadmiar lub niedobór nukleonów spoza powłok!

Poziomy - $E = n \hbar \omega$, $n = 1, 2, 3 \ldots$

1. Równe interwały!, 2, określona kolejność spinów i 3, parzystości.

3 poziomy zdegenerowane, n = 2 n = 1; Drganie Kwadrupolowe $2^{(+)}$. Rys. 68. Typowe widmo poziomów oscylacyjnych [K.N. Muchin]	 Rys. 68

$E_1 \approx 0{,}3 < E_{jednocząstk.}$ → małe sprzężenie zewnętrzne nukleonów + duża Σ(m)

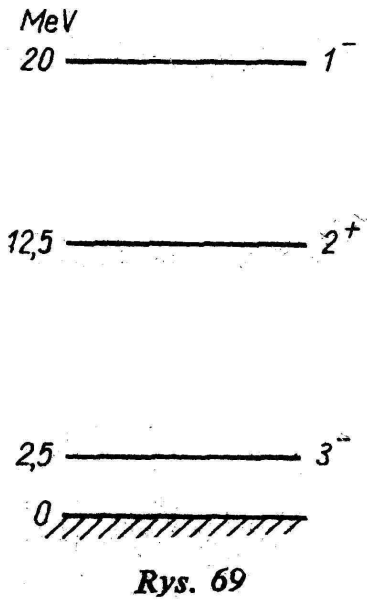
$$\omega = \sqrt{\frac{k}{N \cdot m_N}}$$

Gdzie:

k – wsp. sprężystości, m – masa, N – liczba nadmiarowych N.

Drgania jądra jako całości.

Silne wzbudzenia → przebudowa całej materii jądrowej.



Rys. 69

Drgania Dipolowe (Σ p i n)

E = 15 ÷ 20 MeV; (γ, x)

kwadrupolowe

oktupolowe jądra jako całości

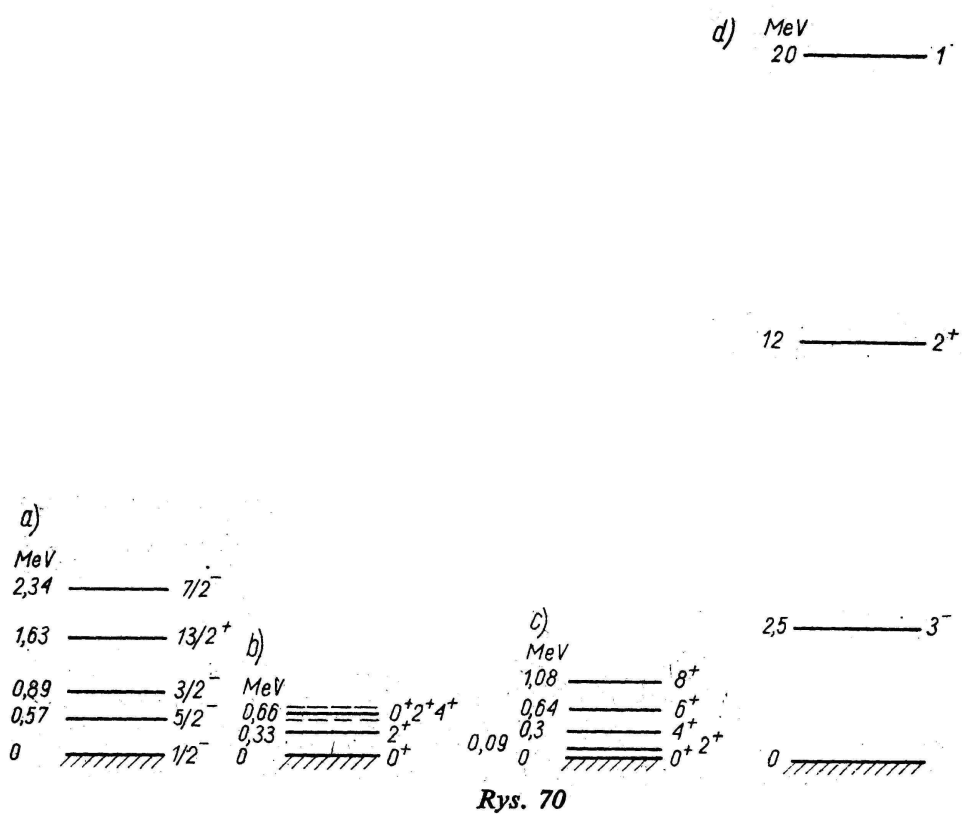
Drgania Σp lub Σn

(X,γ)

[K.N. Muchin]

W procesach:

(γ, n), (γ, p), (γ, f) – rezonans gigantyczny, E_γ = 15 ÷ 20 MeV.



Rys. 70

[K.N. Muchin]

Jednocząstkowe, oscylacyjne, rotacyjne jądra jako całości

l = 0 (kwadr) l ≠ 0 (50n – 70% zapełnienia połoki)

Rys. 70. Wszystkie rodzaje wzbudzenia jądra, które rozpatruje się w modelu uogólnionym, a – jednocząstkowe, b – oscylacyjne, c – rotacyjne, d – drgania jądra jako całości.

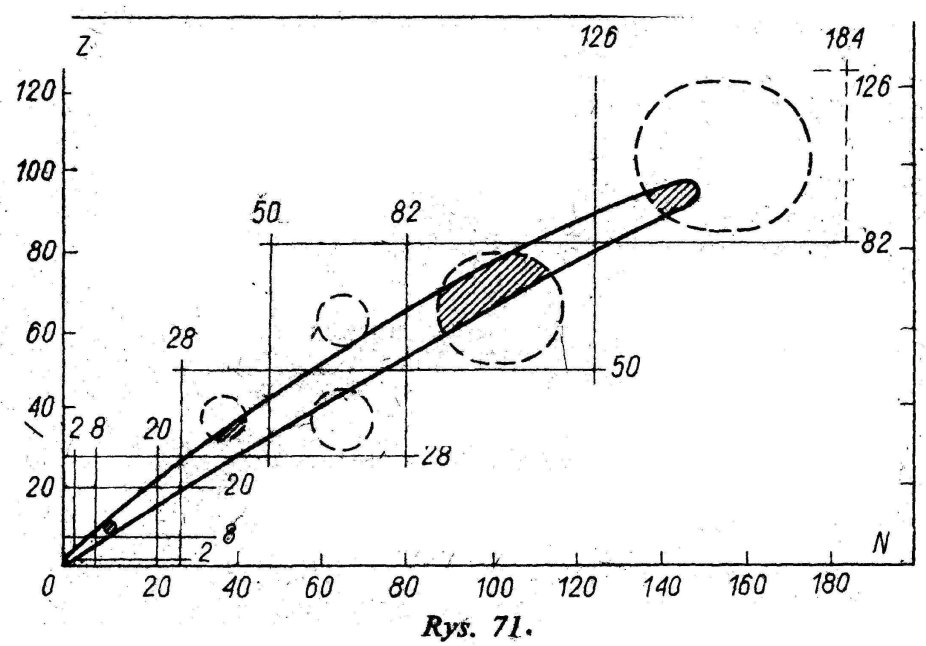
a – ruch nukleonów w uśrednionym samouzgodnionym (sferycznym lub sferoidalnym) potencjale pozostałych nukleonów.

Poziomy kolektywne duża liczba N. Oddziaływania krótkozasięgowe l = 0 i długo zasięgowe l ≠ 0

b – (l = 0 – charakter dwójkowania) drgania chmury nukleinowej wokół sferycznego kształtu w stanie równowagi– drgania kwadrupolowe.

c – długozasięgowe l ≠ 0 (wszystkie N), deformacja chmury nukleonowej (niesymetryczna), duże Q, przejścia elektromag. E2, widmo rot. ss.

d – dla zapełnień 50-70% - deformacja rdzenia – drgania jądra jako całości.



Rys. 71.

Rys. 71. Obszary stosowalności mo-delu uogólnione-go - O // Q duże jądra niesferyczne

[K.N. Muchin]

Osiągnięcia M.U.

1. Prawidłowe wartości spinów pewnych jąder,
2. Objaśnienie występowania poziomów rotacyjnych w jądrach niesferycznych,
3. Objaśnienie występowania widma oscylacyjnego u pewnych jąder,
4. Objaśnienie dużych wartości elektrycznych momentów kwadrupolowych w jądrach niesferycznych przejść E2,
5. Lepsza zgodność pomiędzy wartościami $\mu = \mu_{teoret.}$.

PODSUMOWANIE

Model kroplowy - naładowana sferyczna kropla; nieściśliwa ciecz jądrowa o dużej gęstości – silne sprzężenie miedzy N.

Najważniejsze osiągnięcia - wzór Weizsäckera.

Model ten prowadzi do ciągłej zależności własności jądra od liczby nukleonów wchodzących w jego skład.

Okresowe własności - model cząstek niezależnych - model gazu Fermiego - ruch nieoddziałujących ze sobą cząstek w uśrednionej studni potencjału - wyjaśnienie najprostszych własności okresowych jąder.

Model powłokowy - ze sferycznym potencjałem.

" " - z niesferycznym pot. Nilssona dla $186 \geq A \geq 150$ i $A \geq 222$.

Model uogólniony - uwzględnienie wpływu kolektywnego ruchu nukleonów na parametry średniego pola.

PRZEMIANY PROMIENIOTWÓRCZE JĄDER

HISTORIA ODKRYCIA I PODSTAWOWE PRAWA

Samorzutny rozpad jąder - prom.

1. α
2. β
3. γ
4. Rozszczepienie.
5. Emisja opóźnionych neutronów i protonów ↔ rozpad sukcesywny.

Emisja protonowa, dwuprotonowa - procesy trudno wykrywalne ze względu na duże tło pochodzące od α i β.

Początki:

1895 - Röntgen - prom. X – fluorescencja

1896 - Becquerel - prom.

Badania nad promieniotwórczością - nie zal. od temp. war. zew. ośw. - cecha materii; uran, tor – P i M Curie.

Lipiec 1898 - polon grudzień 1898 – rad

Promieniowanie

α - ciężkie naład. cząstki, v - 10^7m/s pochłaniane przez warstwę aluminium o gr. kilku μm. Później – $_2He^4$ (jądro).

β - lekkie ujemne cząstki v ~ c,

pochłaniane przez Al d ~ ok. 10^{-3}m - elektrony.

γ - twarde prom. elektromag. nie odchyla się w polach $\lambda_\gamma < \lambda_X$

źrodłem są jądra (odkryte przez Rutherforda 1911 r.)

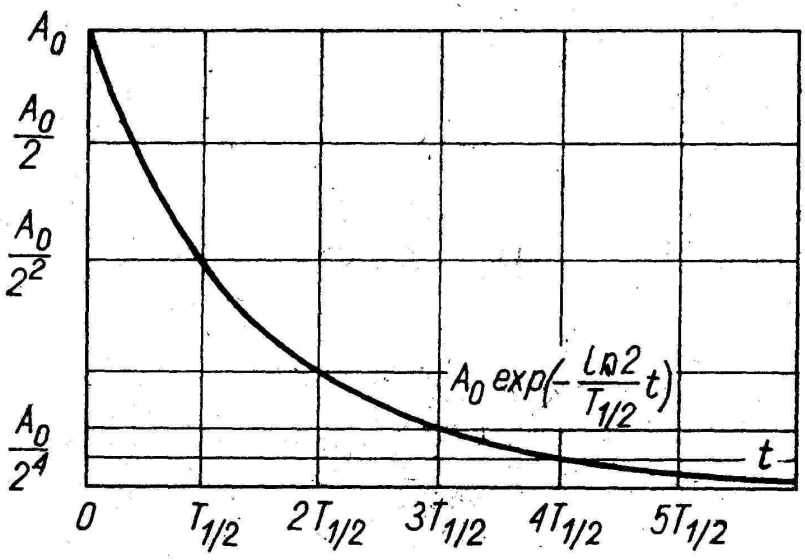
1902 r. Rutherford odkrył Rn - radioaktywny gaz o szybko malejącej aktywności A(t).

Po $T_{1/2}$ = 3,8d, duża aktywność maleje dwukrotnie po dalszym $T_{1/2}$ znów itd.

$$A(t) = \frac{A_o}{2^{\left(\frac{t}{T_{1/2}}\right)}} \qquad \rightarrow \qquad N(t) = \frac{N_o}{2^{\left(\frac{t}{T_{1/2}}\right)}}$$

$T_{1/2}$ - czas połowiczny rozpadu (zaniku), A – aktywnością początkową.

$3\ 10^{-7}$ s ($_{84}Po^{212}$) - $5\ 10^{15}$ lat ($_{60}Nd^{144}$) ; $3\ 10^{15}$ lat – ($_{62}Sm^{142}$),



Rys. 72

Rys. 72.

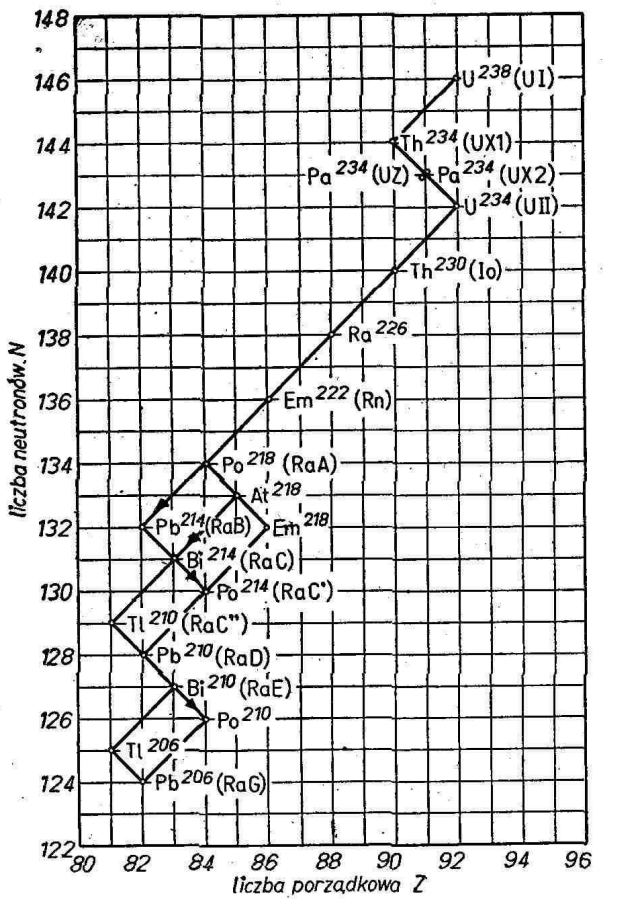
Wyznaczanie $T_{1/2}$

Pomiar krótkich czasów - $T_{½} < 1$ s

Pomiar długich czasów - równanie wiekowe.

1.1.1. RODZINY PROMIENIOTWÓRCZE

4 rodziny - szeregi



Rys. 273. Rodzina promieniotwórcza uranowa $(4n + 2)$

1. [Sz. Szczeniowski]

U – 4,5 10^9 lat

Pa (UX2 – 1,18min, UZ – 6,7 h)
1 –szy przykład izomerów
U – 2,44 10^5 lat
Rys.273.

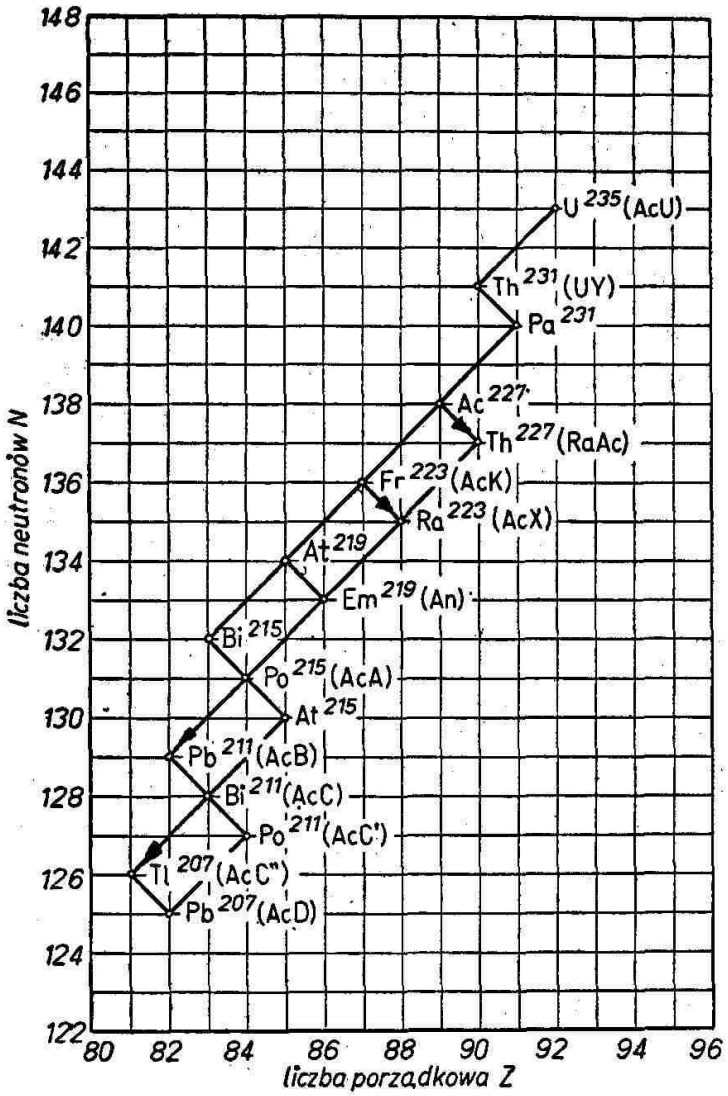
Uranowa (radowa)

$_{92}U^{238}$ - $_{82}Pb^{206}$

Po^{218} ↓
At^{218}- 0.033% - $T_{1/2}$ = 1,5-2 s
Berta Karlik 1943r.

Po (138,4d)
Bi → Tl (0,0001%)

$M_U = 4n + 2$
$n > 50$



Rys. 274. Rodzina promieniotwórcza aktynouranowa $(4n + 3)$

2. [Sz. Szczeniowski]

Rys. 274.

Aktynouranowa

(aktynowce)

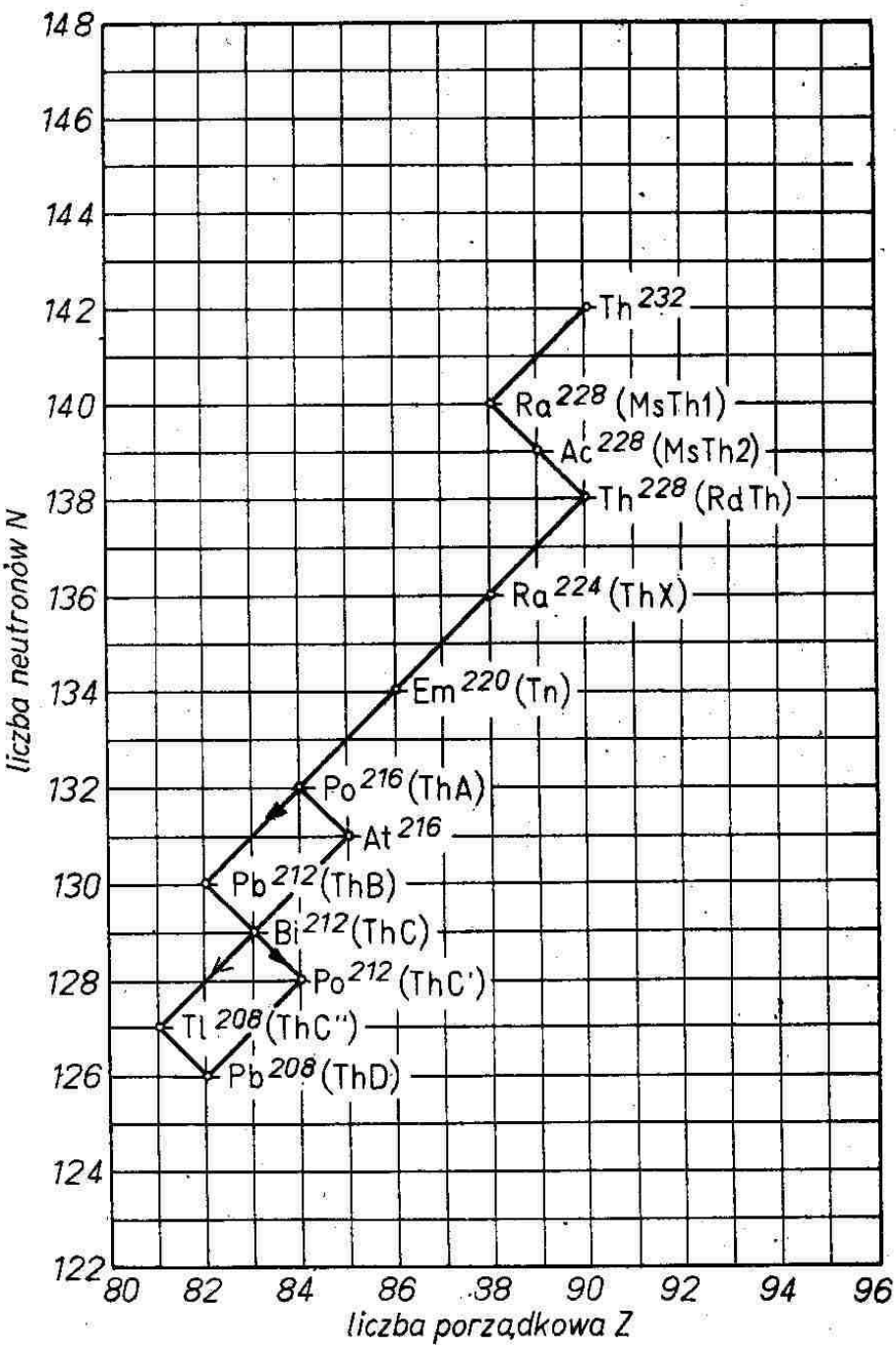
$_{92}U^{235}$ - $_{82}Pb^{207}$
↑0,7% (7,2 10^8 l)

Ac → Fr - 1%, Ms Perey, 1939

Po → At^{215} 0,0005%

$M_{AcU} = 4n + 3$

$n > 50$.



Rys. 275. Rodzina promieniotwórcza torowa (4n)

i → M = 4n + 1 !

2. [Sz. Szczeniowski]

Rys. 275.

Rodzina Torowa

$_{90}Th^{232}$ - $_{82}Pb^{208}$

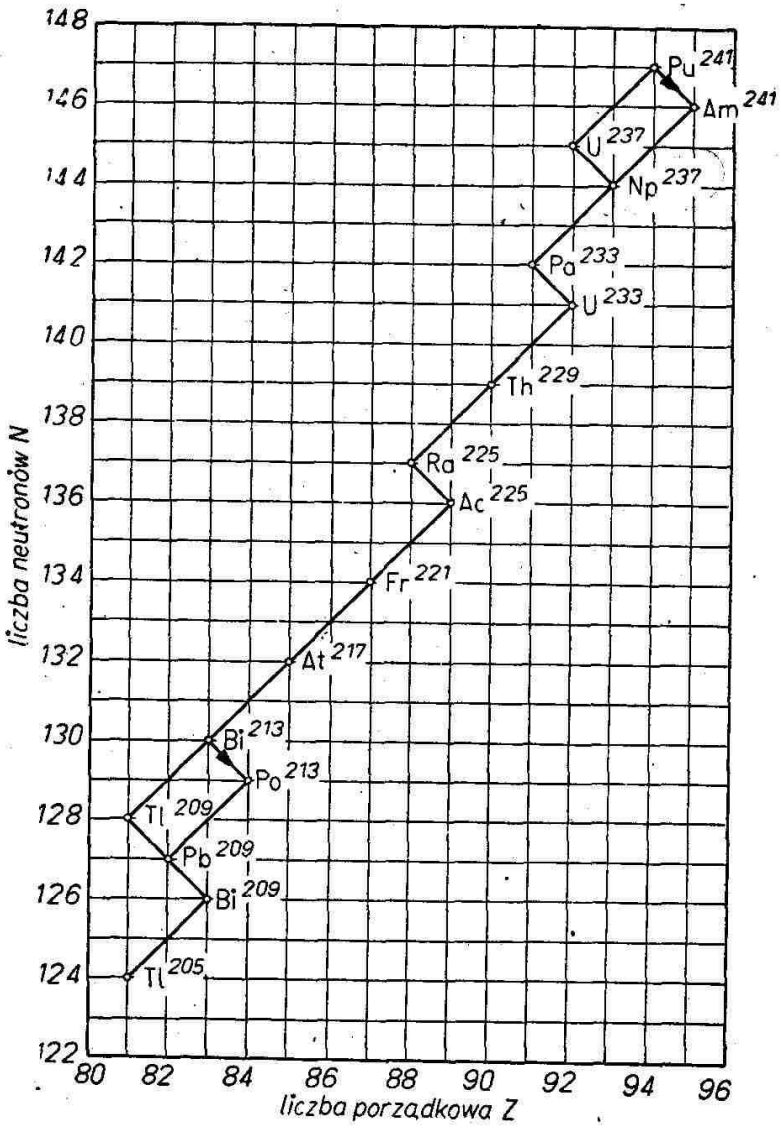
$1{,}4\ 10^{10}$ lat

$n > 51$ $M_T = 4n$

$Po^{216} \rightarrow At^{216}$ – 0,0135%

Bi^{212} – rys.2.10. ⇓

$M_U = 4n + 0$



Rys. 276. Rodzina promieniotwórcza neptunowa (4n + 1)

4. [Sz. Szczeniowski]

$Pu^{241} \rightarrow U^{237}$ – 0,002% (13l)

Np^{237} – $2{,}2\ 10^{6}$ lat

Rys. 276.

Rodzina Neptunowa

(sztuczne)

$_{94}Pu^{241}$ - $_{81}Tl^{205}$

$M_N = 4n + 1$

Bi^{209} – $2\ 10^{17}$ lat.

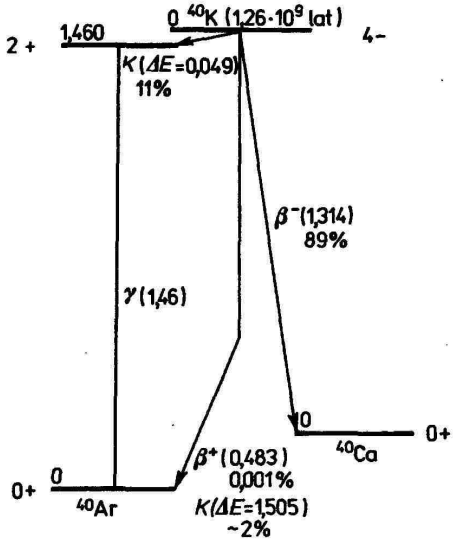
Tabela 27 [Sz. Szczeniowski]

Pierwiastek	Symbol	Z	A	Promieniowanie	Okres połowicznego rozpadu	Stała rozpadu (sek^{-1})	Energia cząstek, bądź maksymalna energia cząstek (MeV)	Jądro powstające
potas	K	19	40	β^-) K)	$1{,}3 \cdot 10^9$ l	$1{,}8 \cdot 10^{-17}$	1,32	Ca^{40} (89%) A^{40} (11%)
wanad	V	23	50	K	$4 \cdot 10^{14}$ l	$2{,}44 \cdot 10^{-23}$	—	Ti^{50}
rubid	Rb	37	87	β^-	$6{,}1 \cdot 10^{10}$ l	$3{,}6 \cdot 10^{-19}$	0,275	Sr^{87}
ind	In	49	115	β^-	$6 \cdot 10^{14}$ l	$3{,}66 \cdot 10^{-23}$	0,6	Sn^{115}
lantan	La	57	138	K) β^-)	$1{,}1 \cdot 10^{11}$ l	$2 \cdot 10^{-19}$		Ba^{138} (70%) Ce^{138} (30%)
cer	Ce	58	142	α	$5 \cdot 10^{15}$ l	$2{,}4 \cdot 10^{-24}$	1,5	Ba^{138}
neodym	Nd	60	144	α	$5 \cdot 10^{15}$ l	$2{,}4 \cdot 10^{-24}$	1,8	Ce^{140}
samar	Sm	62	147	α	$1{,}3 \cdot 10^{11}$ l	$1{,}7 \cdot 10^{-19}$	2,15	Nd^{143}
gadolin	Gd	64	152	α	10^{15} l	$1{,}2 \cdot 10^{-23}$	1,7	Sm^{148}
lutet	Lu	71	176	β^-) K)	$4{,}6 \cdot 10^{10}$ l	$4{,}8 \cdot 10^{-19}$	0,43 —	Hf^{176} (97%) Yb^{176} (3%)
hafn	Hf	72	174	α	$4 \cdot 10^{15}$ l	$3 \cdot 10^{-23}$	2,6	Yb^{170}
ren	Re	75	187	β^-	$5 \cdot 10^{10}$ l	$2{,}4 \cdot 10^{-19}$	$< 0{,}008$	Os^{187}
platyna	Pt	78	190	α	10^{12} l	$1{,}2 \cdot 10^{-20}$	3,3	Os^{186}
platyna	Pt	78	192	α	10^{15} l	$1{,}2 \cdot 10^{-23}$	2,6	Os^{188}
rtęć	Hg	80	196	α	10^{15} l	$1{,}2 \cdot 10^{-23}$	3,4	Pt^{192}
ołów	Pb	82	204	α	$1{,}4 \cdot 10^{17}$ l	$8{,}6 \cdot 10^{-25}$	2,6	Hg^{200}

Wyznaczanie wieku skał U → Pb; $Th^{232} \rightarrow Pb^{208}$; Th, U → He;
$Rb^{87} \rightarrow Sr^{87}$.

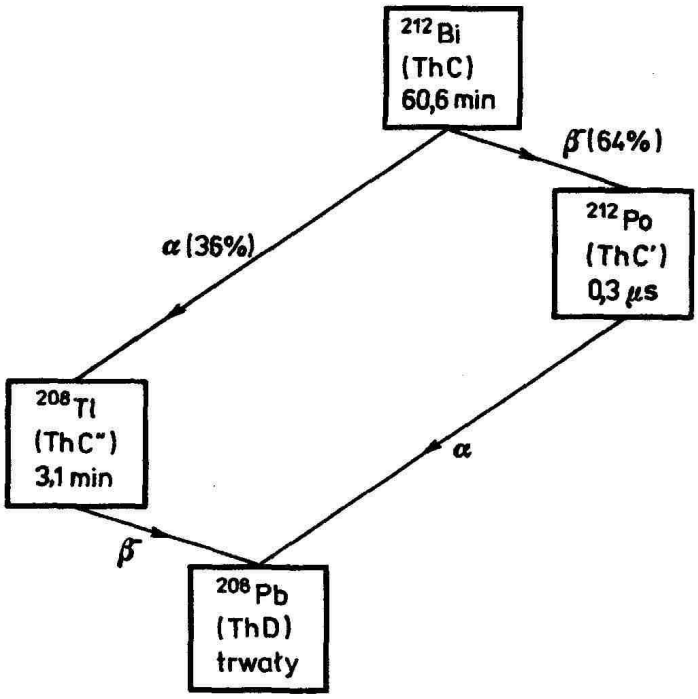
Prawo przesunięć – Soddy'ego i Fajansa 1913r.

Rozpad rozgałęziony: Rys. 2.9, 2.10. [W. Szymański].

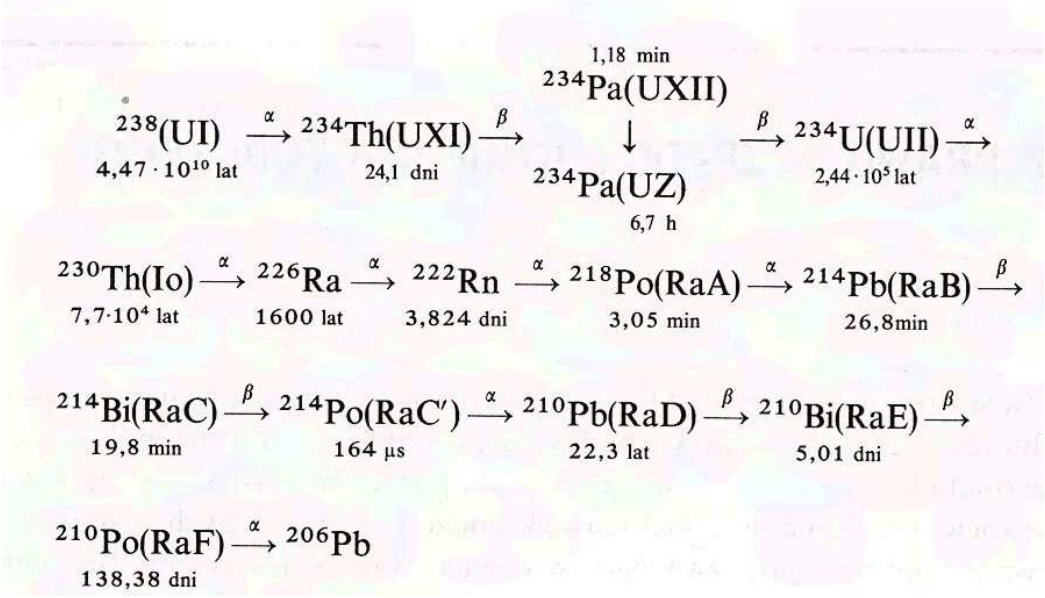


Rys. 2.9. Przykład rozpadu rozgałęzionego ^{40}K (energie w MeV) (z: K. H. Lieser, „Einführung in d Kernchemie", VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1980; za zgodą wydawcy)

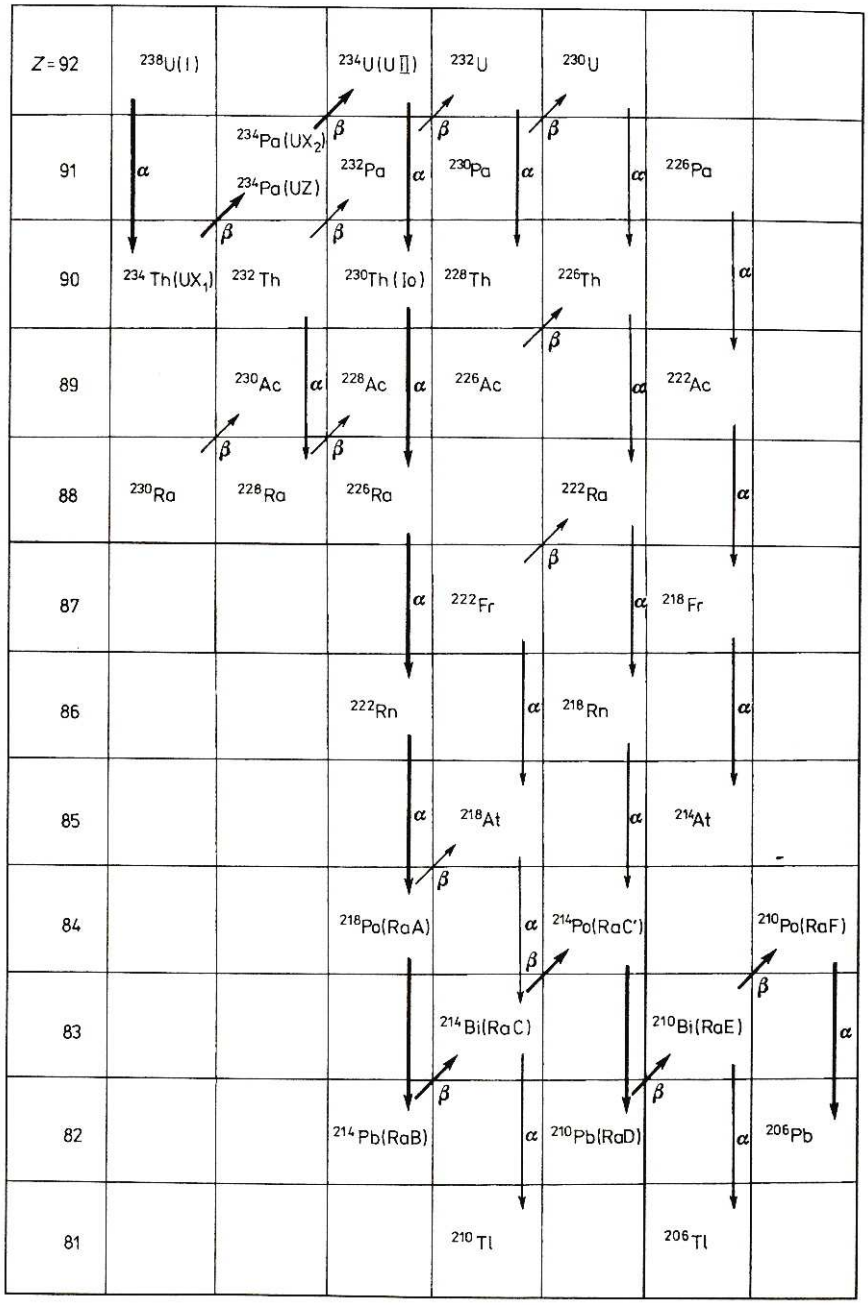
[W. Szymański].



ys. 2.10. Przykład rozpadu rozgałęzionego dla ^{212}Bi (z: K.H. Lieser, „Einführung in die Kernchemie", VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1980; za zgodą wydawcy)



2.1-1 – rodzina uranowa, radowa. [W. Szymański].



Rys. 2.1. Szereg uranowy z naniesionymi rozpadami rozgałęzionymi

3.2.1. PRAWA ROZPADU PROMIENITWÓRCZEGO

Promieniotwórczość jest wł. jądra - jego stanu.

Prawdopodobieństwo rozpadu promieniotwórczego

„λ”

przypadającego na jedn. czasu jest wielkością stałą

→

liczba aktów rozpadu promieniotwórczego dN zachodząca w czasie dt jest określona przez liczbę jąder promieniotwórczych N(t) w chwili t

$$dN = -N(t)\lambda\, dt \qquad \rightarrow \qquad \frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

$\ln N = -\lambda t + C_1$ dla $t = 0$ $N = N_o \rightarrow C_1 = \ln N_o$

$$\ln N = -\lambda t + \ln N_o \qquad \ln\frac{N}{N_o} = -\lambda t$$

$$N = N_o\, e^{(-\lambda t)}$$

Dla $T_{1/2}$,

$$\frac{N_o}{2} = N_o\, e^{-\lambda T_{1/2}} \qquad \rightarrow \qquad e^{\lambda T_{1/2}} = 2$$

(stała rozpadu) $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ $\tau = \frac{1}{\lambda}$ (średni czas życia)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{0{,}69}{T_{1/2}} N$$

1 g Ra $\rightarrow$ 3,7 10^{10} rozp/s $\rightarrow$ 1.600 l

Rozpad sukcesywny

Łańcuchy przemian promieniotwórczych i równowaga promieniotwórcza

1. $\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t)$

2. $\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)$

3. $\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3$

Rozwiązanie 1-2:

$$N_1(t) = N_{10}\exp(-\lambda_1 t) = N_{10}\exp\left(-\frac{\ln 2}{T_1} t\right)$$

$$N_2(t) = N_{20}\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1}\left[\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)\right]$$

jeśli $T_1 >> T_2$ ($\lambda_1 << \lambda_2$) i $t << T_1$ wtedy:

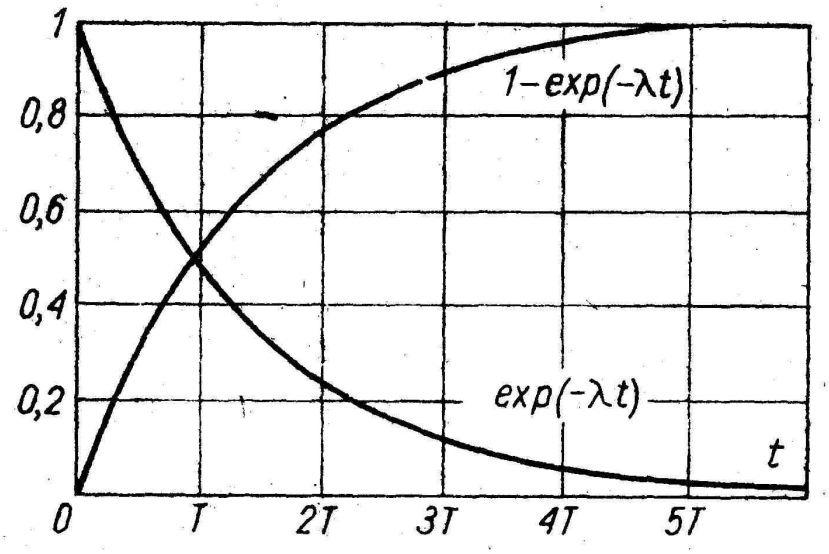
$$N_1(t) \approx N_{10}$$

$$N_2(t) \approx N_{20}\exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2}\left[1 - \exp(-\lambda_2 t)\right] \qquad .11$$

jeśli również $N_{20} = 0$:

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10}[1-\exp(-\lambda_2 t)] \quad 3.1.12$$

Wykres funkcji



[Rys. 73]

[K.N. Muchin]

Zmiana ilości sub-stancji pochodnej $N_2(t)$

dla $t >> T_2 \rightarrow \lambda_2 t >> 1$ i:

$$\lim_{t\to\infty} N_2(t) = \lambda_1 N_{10}/\lambda_2 = \text{const}$$

Tabela 11[K.N. Muchin]

Tablica 11

t	$\exp(-\lambda t)$	$1-\exp(-\lambda t)$
0	1	0
$1T$	$1/2 = 0{,}5$	0,5
$2T$	$1/2^2 = 0{,}25$	0,75
$3T$	$1/2^3 = 0{,}125$	0,875
$10T$	$1/2^{10} \approx 0{,}001$	$\sim 0{,}999$

Dla t > 10T

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$$

równanie wiekowe – sekularne

$t >> T_2$ ($T_2 << t << T_1$)

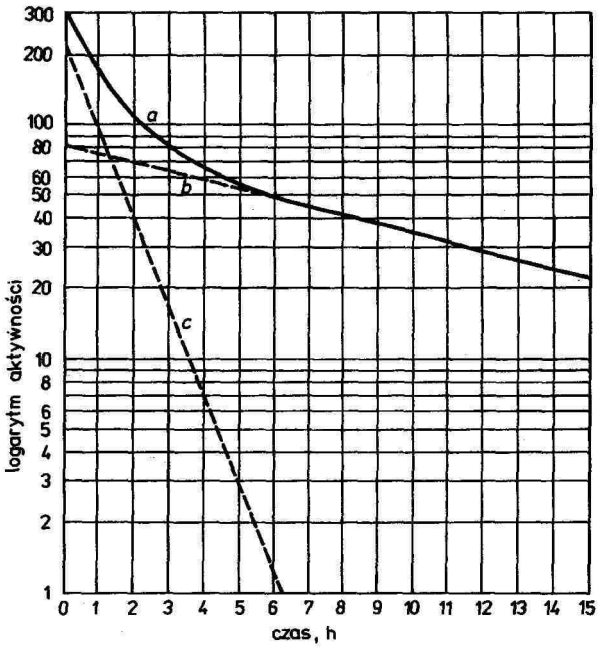
$$N_{Rn}(t) = \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} N_{Ra}[1-\exp(-\lambda_{Rn} t)] \quad \rightarrow$$

$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$, $N_{Ra}/T_{Ra} = N_{Rn}/T_{Ra} = 3{,}7\ 10^{10}$

dla 40d – warunek ↑ - 99,9%.

1600 l $\xrightarrow{\alpha}$ 3.8 d

$^{226}_{88}Ra$ $^{222}_{86}Rn$

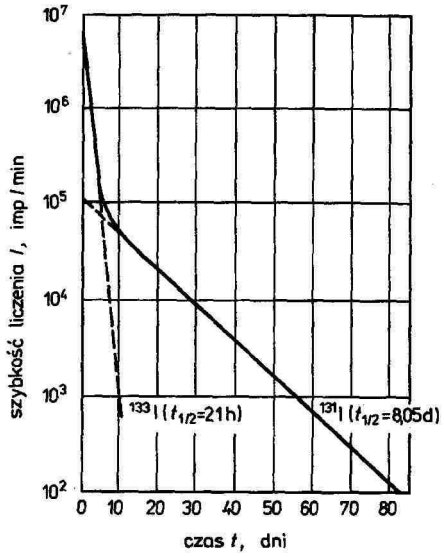


Analiza złożonej krzywej rozpadu: *a* — złożona krzywa rozpadu, *b* — składowa długożycio
($t_{1/2}$ = 8 h), *c* — składowa krótkożyciowa ($t_{1/2}$ = 0,8 h)

Rys. 2.2. [W. Szymański].

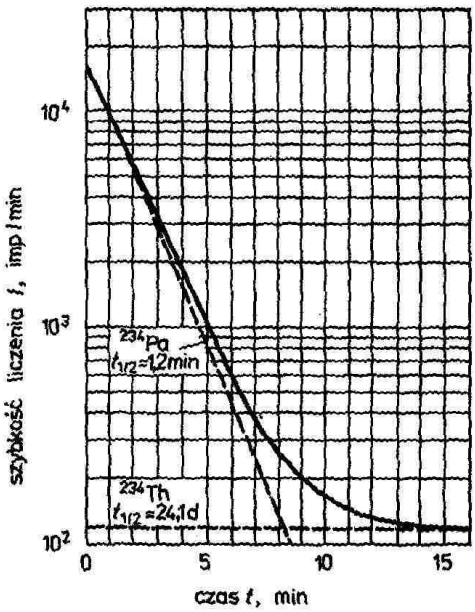
$A = A_1 + A_2$

Mieszaniny niezależnie rozpadających się nuklidów. Sprawdzanie czystości radiochemicznej preparatu

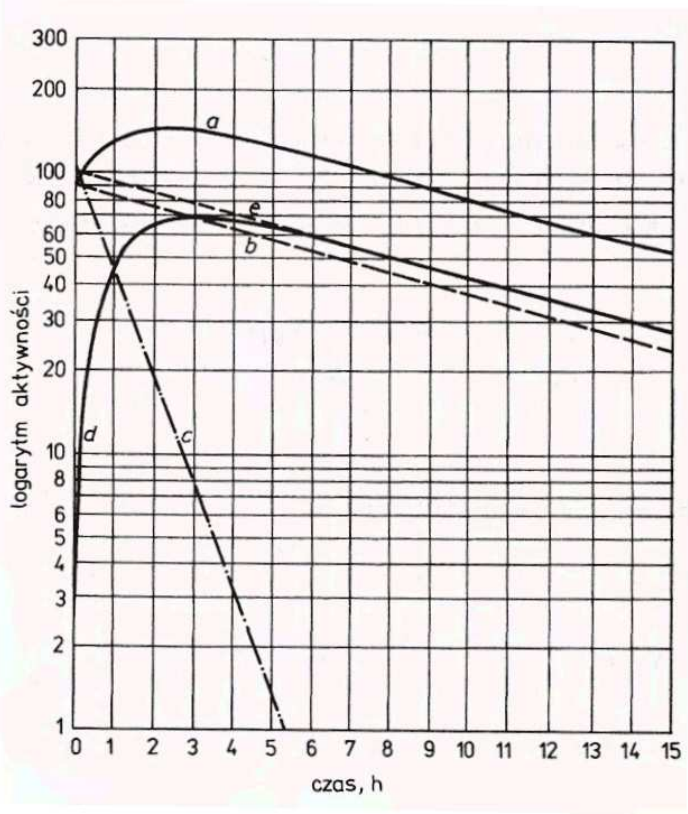


2.3. Przykład zanieczyszczenia przez krótkożyciowy radionuklid (^{133}I w ^{131}I) (z: K. H. Lies „Einführung in die Kernchemie", VCH Verlagsgesellschaft,Weinheim 1980; za zgodą wydawcy)

[W. Szymański].



s. 2.4. Przykład zanieczyszczenia przez długożyciowy radionuklid (^{234}Th w ^{234m}Pa) (z: K. H. I „Einführung in die Kernchemie", VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1980; za zgodą wydawc

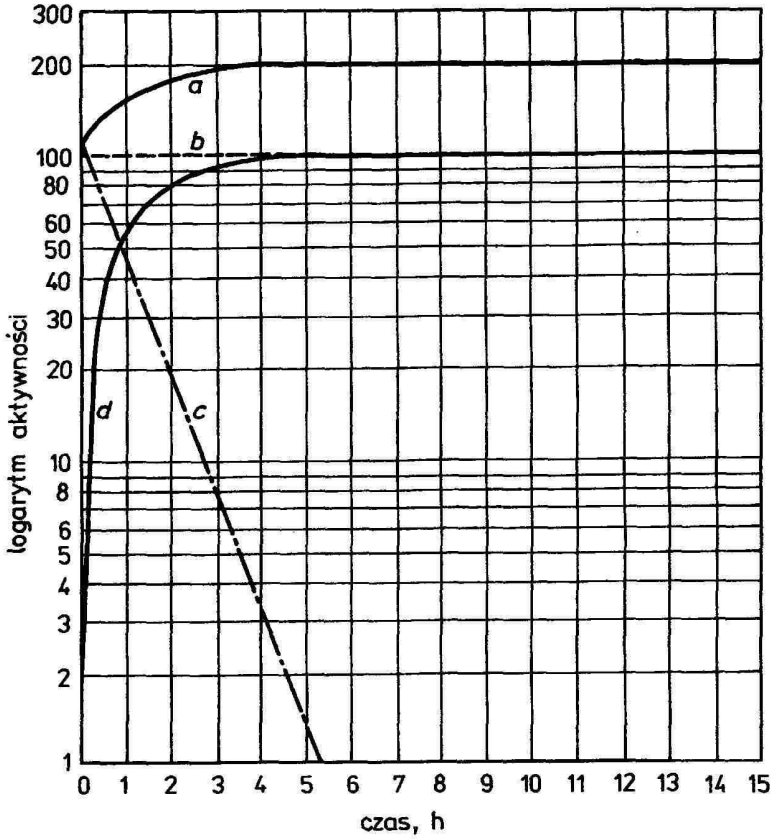


Rys. 2.5. [W. Szymański].

Dla $\lambda_1 < \lambda_2$, $T_1 > T_2$ – równowaga przejściowa:

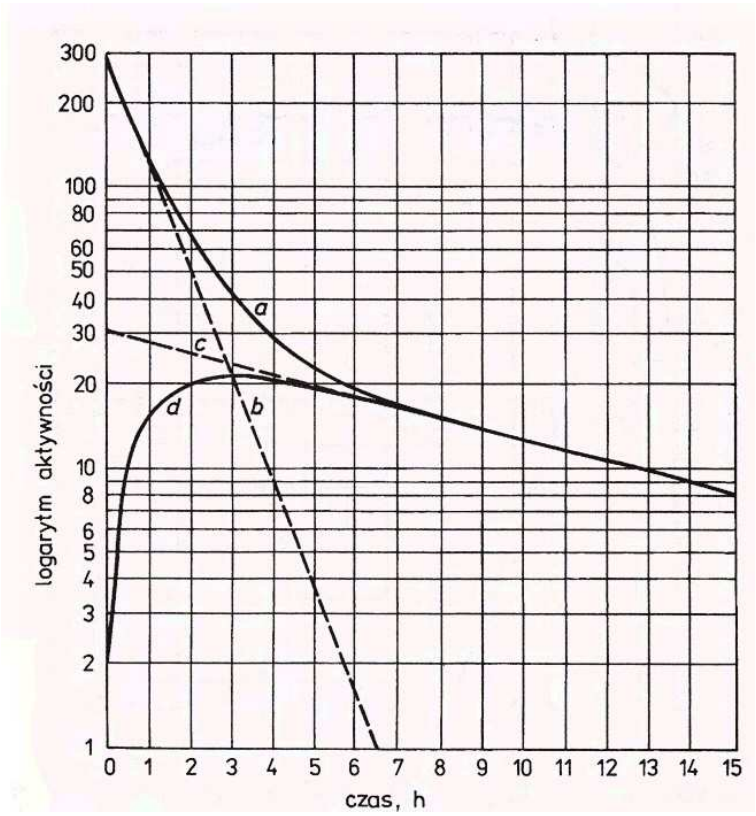
a – całkowita aktyw. początkowa czystej frakcji,
b – A frakcji macierzystej (T ½ = 8 h),
c – rozpad świeżo oddzielonej frakcji poch. (T ½ = 0,8 h),
d – narastanie aktywności pochodnej świeżo oddzielonej frakcji macierzystej,
e - całkowita A pochodna we frakcji macierzystej i pochodnej.

Rys. 2.6. [W. Szymański]. Dla $\lambda_1 << \lambda_2$, $T_1 >> T_2$ – równowaga trwała.↓

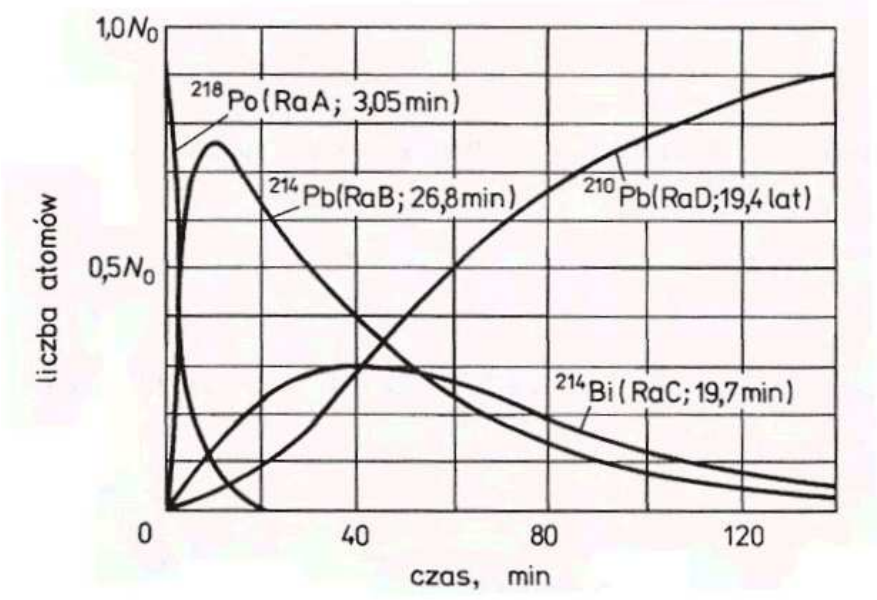


Rys. 2.6. Równowaga trwała: *a* — całkowita aktywność początkowo czystej frakcji macierzystej, *b* — aktywność frakcji macierzystej ($t_{1/2} = \infty$), a także całkowita aktywność pochodna we frakcji macierzystej i pochodnej, *c* — rozpad świeżo oddzielonej frakcji pochodnej ($t_{1/2} = 0{,}8$ h), *d* — aktywność pochodna narastająca w świeżo oddzielonej frakcji macierzystej

$\lambda_1 > \lambda_2$, brak równowagi - rys. 2.7, [W. Szymański].



wiele przemian – rys. 2.8. (Szymński).



Jednostki promieniotwórczości

Aktywność –

SI 1 bekerel (Bq) – 1 s^{-1},

Curie (Kiur) – Ci = $3,7 \times 10^{10}$ rozpadów/s

Ci = $3,7 \times 10^{10}$ Bq

Rutherford - rd = 10^6 rozpadów/s

1 rd = 10^6 Bq,

Aktywność właściwa –

Bq/kg; mCi/g; mCi/cm^3; Ci/m^3; Bq/(min.g);

Bq/min.mol.

1Ci Rn^{222} (3,824 d) – 6,5 µg; 1Ci U^{238} ($4,5\ 10^9$l) – $2,995\ 10^6$ g;

Przykładowe wartości aktywności różnych materiałów - [edytuj]

Materiał, obiekt, wydarzenie	Aktywność [Bq]	Źródło promieniowania, Uwagi
Woda, 1l	0,4–40	^{222}Rn i produkty jego przemiany
Powietrze w pomieszczeniach mieszkalnych, 1m³, 1997	ok. 50	^{222}Rn
Żywność, 1kg suchej masy	100–1000	^{40}K, ^{14}C
Nawozy fosforowe (superfosfat), 1kg	~5 000	^{238}U

Ciało człowieka, 70 kg	~7 000	^{40}K, ^{14}C
Laboratoryjne źródło promieniotwórcze	1 000–10 000	^{60}Co
Ruda uranowa, 1kg, 0,3% zawartości ^{238}U	~500 000	^{238}U
^{238}U, 1 kg	ok. 10^7	^{238}U
Częściowe stopienie reaktora Three Mile Island, USA, 1979	ok. 10^{12}	^{60}Co
^{239}Pu, 1 kg	~$2*10^{12}$	^{239}Pu
^{60}Co, 1 kg	ok. $4*10^{16}$	^{60}Co
Zniszczenie reaktora w Czarnobylu, Ukraina, 1986	ok. 10^{19}	przeliczona na dzień katastrofy
Typowy reaktor atomowy	ok. 10^{20}	przy mocy elektrycznej 1GW
Wybuch bomby wodorowej	ok. 10^{23}	równoważna milionowi ton trotylu

3.2. ROZPAD α

3.2.1. PODSTAWOWE DANE DOŚWIADCZALNE DOTYCZĄCE ROZPADU α

Charakterystyczne wł. jąder: $T_{1/2}$, E_α, R (zasięg)

Pomiary - $T_{1/2}$, E_α (komory: Wilsona, pęcherzykowa; emulsje).

$$R_{powietrze}\,[cm] \approx 0{,}3\,E_\alpha^{3/2}$$

E[MeV] - analiza magnetyczna z cząstkami skalującymi, spektrometr magnetyczny (5 keV), liczniki, klisze, komora joniza-cyjna - pomiar prądu elektronów (25 keV) – b. wydajna (50%).

Pomiary R i E_α i $T_{1/2}$ →

odkrycie praw i własności rozpadu α.

1. 1911 r. W. Geiger, J.M. Nuttall

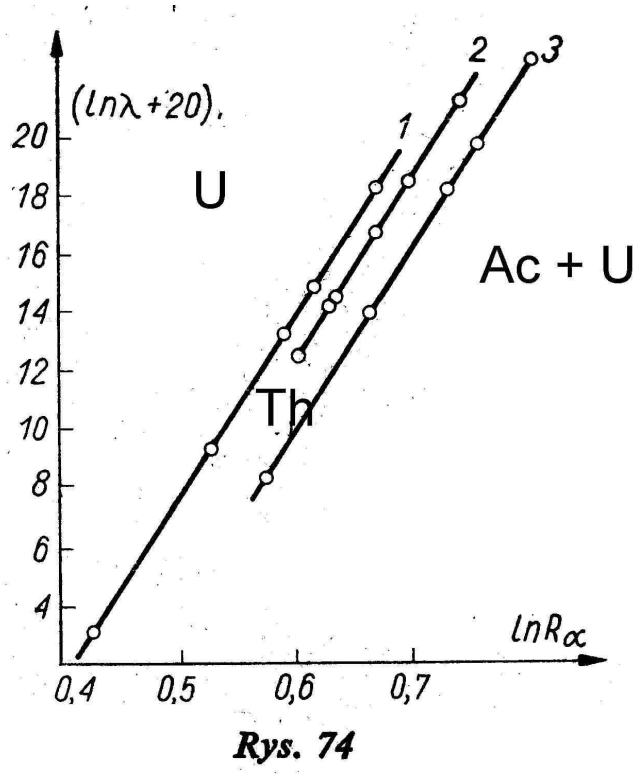
$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \qquad \text{(Rys. 74)}$$

gdzie:

A - stała dla trzech rodzin, B – stała, różniąca się o ok. 5%.

Lub w nowej formie -

$$\lg \lambda = A' \lg E_\alpha + B'$$



Rys. 74

Rys. 74
Graficzne przedstawienie prawa Geigera Nuttalla

$$\lg\lambda = \frac{A}{\sqrt{T_\alpha}} + B$$

2. Wąski zakres energii a duża rozpiętość czasów

$$^{209}_{83}\text{Bi} \quad 2 \cdot 10^{17}\text{lat} \qquad 2\ \text{MeV} \le T_\alpha \le 9\ \text{MeV}$$

$$^{142}_{62}\text{Sm} \quad 8 \cdot 10^{15} - 10^{17}\ \text{lat} \ge T_{1/2} \ge 10^{-7}\text{s} \quad 3 \times {}^{212}_{84}\text{Po}$$

$$\overline{E} \approx 6\ \text{MeV}$$

3. Wszystkie jądra można podzielić na dwie grupy: prom. i .... stabilne ze względu na rozpad α,

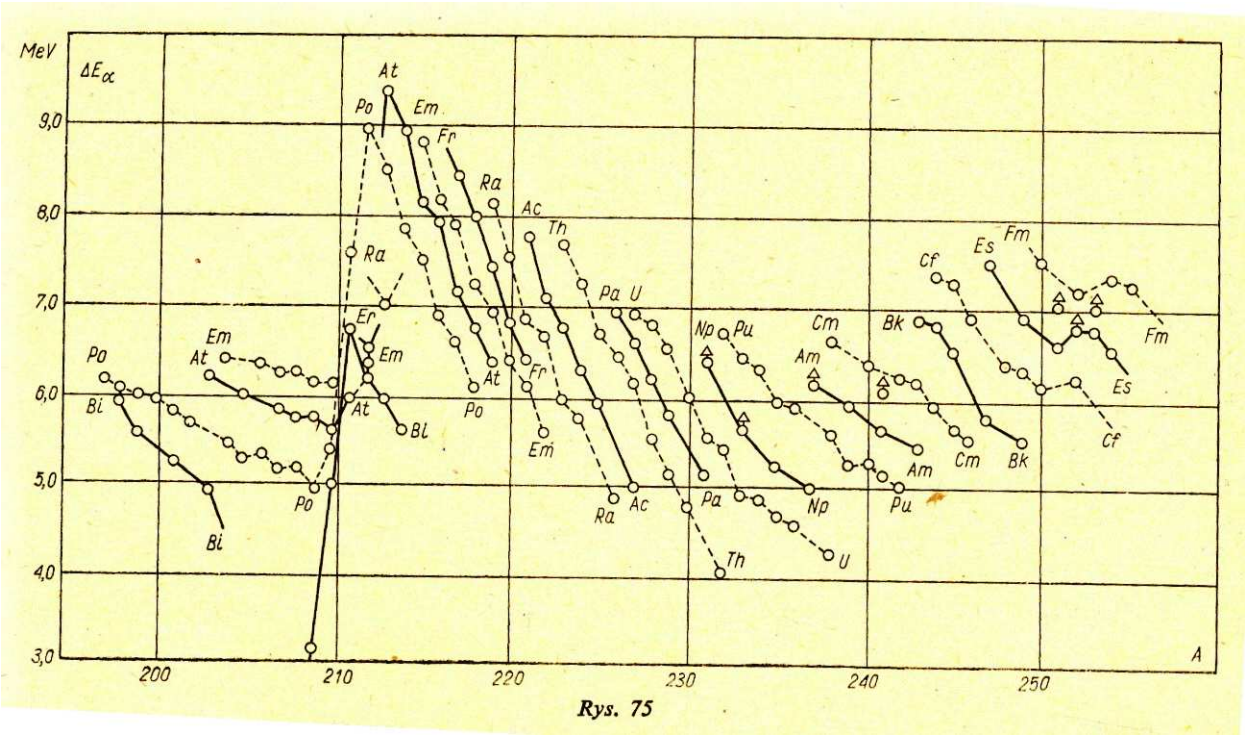
$$Z > 82 - \alpha \text{ promieniotwórcze } E_\alpha \uparrow Z \uparrow$$

(wyjątki - $_{62}Sm^{142}$, $^{190}_{78}$Pt + niektóre jądra otrzymane sztucznie, duży niedobór neutronów).

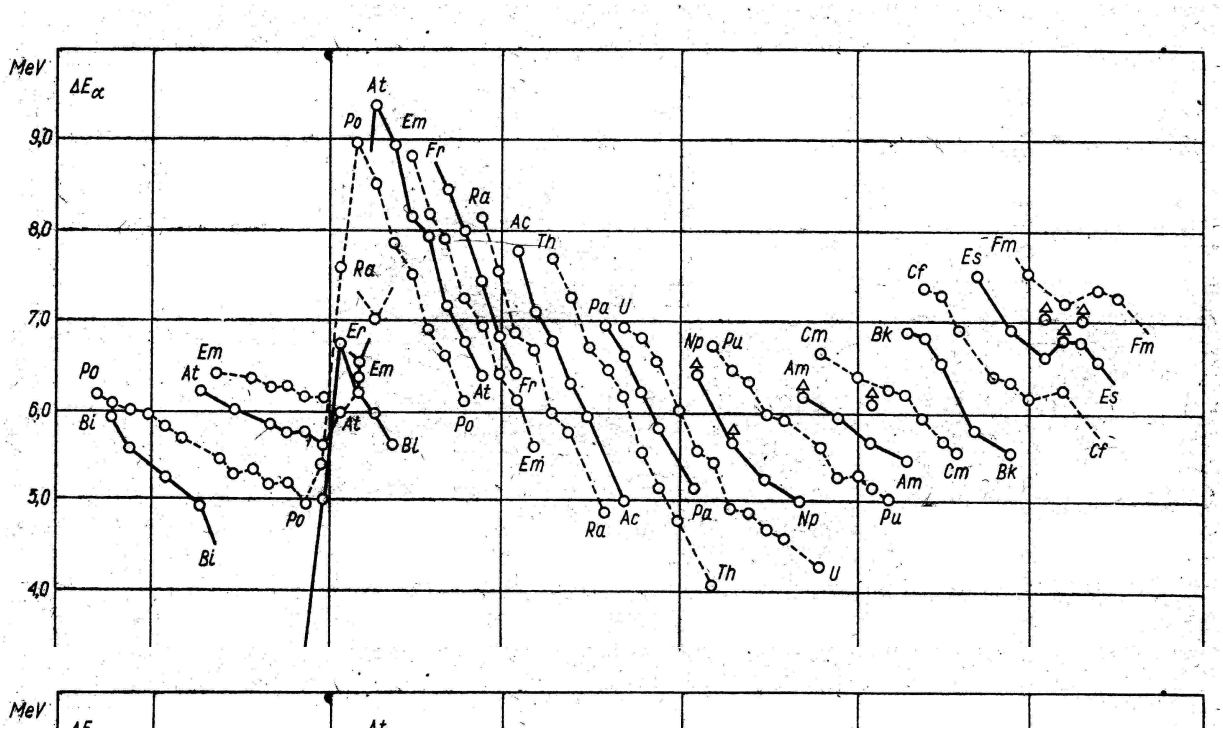
$^{144}_{60}$Nd (E_α = *1,8MeV,* $T_{½}$ = $5 \cdot 10^{15}$ l).

4. Dla izotopów $E_\alpha \downarrow A \uparrow$ - słuszne dla A > 215 ; A < 209

Liczba A izotopu	238	240	241	243	245	246	247	248	249	250	251	253	254
E_α, MeV													
$_{96}$Cm	6,5	6,3	5,9	5,8	5,4	5,4	5,3	5,1	—	—	—	—	—
$_{98}$Cf	—	7,6	7,3	7,1	7,1	6,8	—	6,3	5,8	6,0	5,7	6,0	5,8

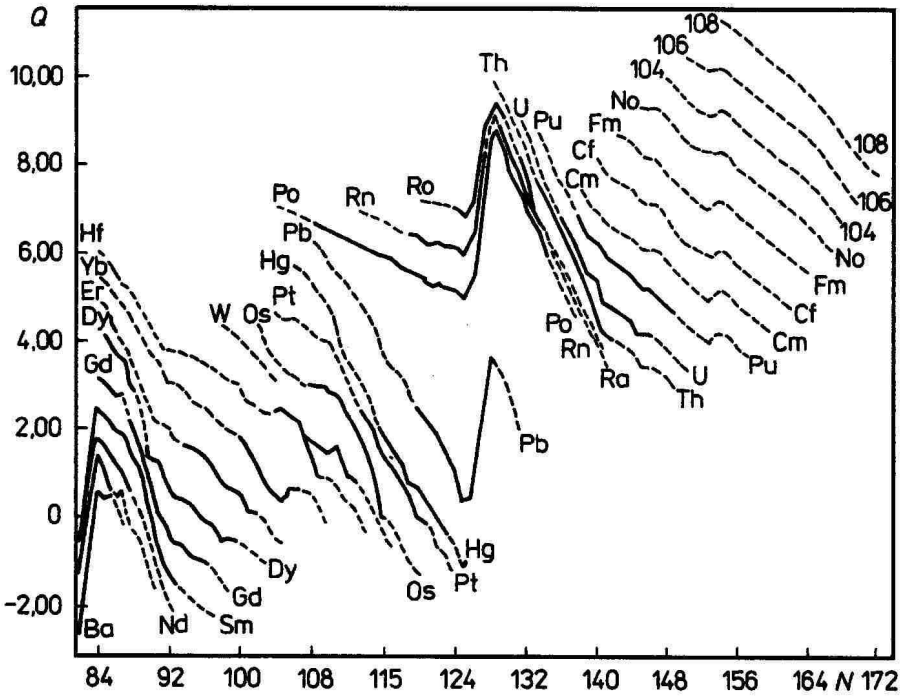


Rys. 75



Rys. 75. Prezentacja zmniejszania E_α ze wzrostem A

Rys. 3.3. Prezentacja zmniejszania E_α ze wzrostem N. LM 82, 126.



Rys. 3.3. Energie rozpadu α (Q) pierwiastków o parzystym Z. Dla pierwiastków o nieparzystym Z obraz jest podobny. Pokazano efekty powłok o $N = 82$ i $N = 126$, $Z = 82$. Występuje również mniejszy efekt w okolicy $N = 152$ [według: V.E.Viola jr, G.T.Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **28**, 697 (1966)]

5. Struktura subtelna [tabela 12] (ThC / $^{212}_{83}$Bi).

Tablica 12

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa[1)]	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa[1)]
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~0,016

p > p <

Największa liczba linii struktury subtelnej jest dla jąder końcowych z dużym odchyleniem od kształtu sferycznego.

$p_{emisja\text{-}\alpha} \downarrow$ dla $E_\alpha \downarrow$.

6. Jądra → podstawowa grupa cząstek α + znikoma ilość α o b. dużym d (duże E) (ThC') [K.H. Muchin] $^{212}_{84}$Po [tabela 13] (rodzina Th) i

Tablica 13

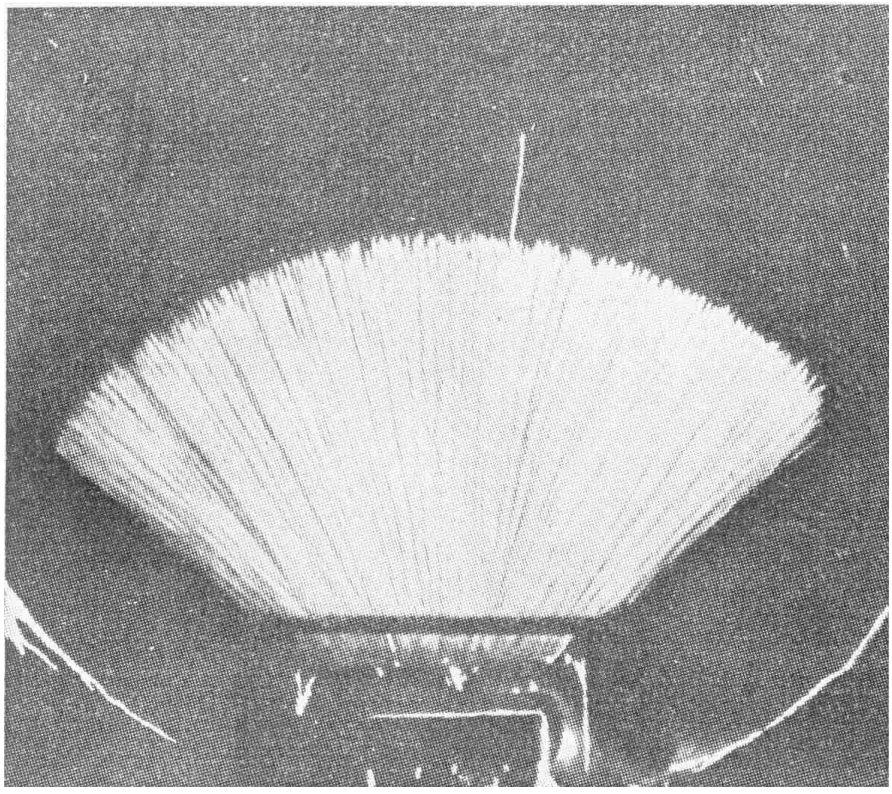
Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa
α_0	8,78	100	α_2	10,422	0,002
α_1	9,492	0,0035	α_3	10,543	0,018

{K.N. Muchin] (RaC') $^{214}_{84}$Po [tabela 14] (rodzina U-Ra)

Tablica 14

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa
α_0	7,680	100	α_7	9,779	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
α_1	8,277	$4 \cdot 10^{-5}$	α_8	9,905	$4 \cdot 10^{-5}$
α_2	8,938	$4 \cdot 10^{-5}$	α_9	10,074	$1{,}7 \cdot 10^{-4}$
α_3	9,065	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	α_{10}	10,146	$4 \cdot 10^{-5}$
α_4	9,313	$4 \cdot 10^{-5}$	α_{11}	10,326	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
α_5	9,489	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	α_{12}	10,526	$2 \cdot 10^{-5}$
α_6	9,657	$4 \cdot 10^{-5}$			

[N. Muchin]



Rys. 408. [Sz. Szczeniowski]

Fotografia cząstek α z preparatu RaC'- $^{214}_{84}$Po z widocznym jednym śla-dem długozasięgowym.

[Szczeniowski 408, Philippp 1926]

ANALIZA ENERGETYCZNA ROZPADU α.

ROLA ZASAD ZACHOWANIA.

Rozpad α - oddziaływanie silne

spełnione wszystkie zasady zachowania wraz z P i T

$T_\alpha = 0 \rightarrow$ izospin jądra początkowego = T jądra końcowego.

Z zas. zach. P i I $\Rightarrow P_p$ i I_p oraz $P_k \; I_k \sim l_\alpha$:

$$|I_p - I_k| \leq l_\alpha \leq I_p + I_k$$

$$\frac{P_p}{P_k} = (-1)^{l\alpha}$$

bo: $P_\alpha = +1$ a $I_\alpha = 0$.

Miara stabilności jądra → energia wiązania.

W↑ rozpad trudniejszy

Dla $W < 0 \rightarrow$ spontaniczny rozpad

Energetyczny warunek rozpadu

$$\varepsilon_\alpha = [M(A-4, Z-2) + M(^4_2He) - M(A,Z)]\, c^2 < 0$$

$$M(A,Z) > M(A-4, Z-2) + M(^4_2He)$$

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A - 4)(Z - 2) + M(_2He^4)]c^2 = T_\alpha + T_j$$

rozdzielanie E tak, aby:

$$p_\alpha + p_j = p_{pocz}(A,Z)$$

dla $p_{pocz}(A,Z) = 0$

$$|p_\alpha| = |p_j| = |M_j V_j| = |m_\alpha v_\alpha| \Rightarrow \frac{V_j^2}{v_\alpha^2} = \frac{m_\alpha^2}{M_j^2} \rightarrow \frac{M_j V_j^2}{m_\alpha v_\alpha^2} = \frac{m_\alpha}{M_j} \rightarrow$$

$$\frac{T_j}{T_\alpha} = \frac{m_\alpha}{M_j} \rightarrow T_j = T_\alpha \frac{m_\alpha}{M_j}$$

$$|p_\alpha| = |p_j| \Rightarrow T_j = T_\alpha \frac{M_\alpha}{M_j} \qquad E_\alpha = T_\alpha + T_j = T_\alpha \left(1 + \frac{M_a}{M_j}\right)$$

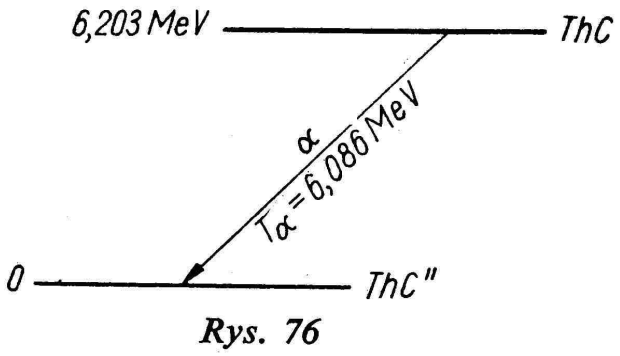
$$T_\alpha = E_\alpha \frac{M_j}{M_j + M_\alpha}$$

T_j ~ ok. 2 %

$_{83}Bi^{212}$, $E_{calk.}$ = 6,203 MeV: E_α = 6,086 MeV i

$$T_j = 6{,}086 \frac{4}{208} = 0{,}117 \text{ MeV},$$

Wygodniej posługiwać się tzw. schematami energetycznymi.



Rys. 76

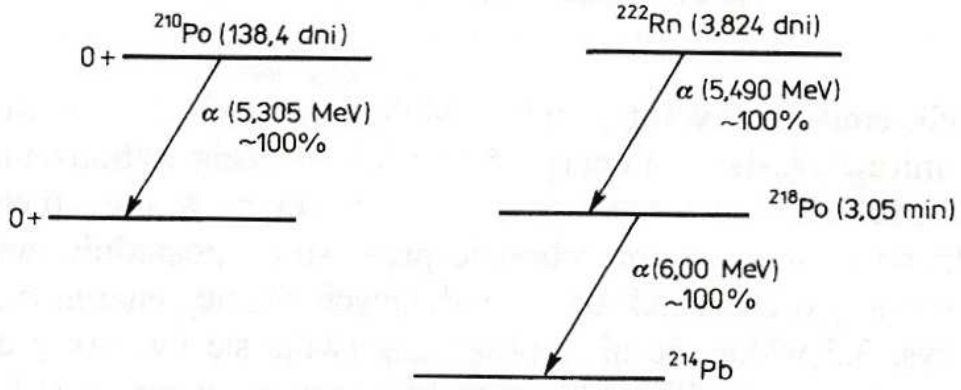
$^{212}_{83}Bi \rightarrow$

Rys. 76

$^{208}_{81}Tl$ (punkt odniesienia

$M_{Tl} + M_\alpha$)

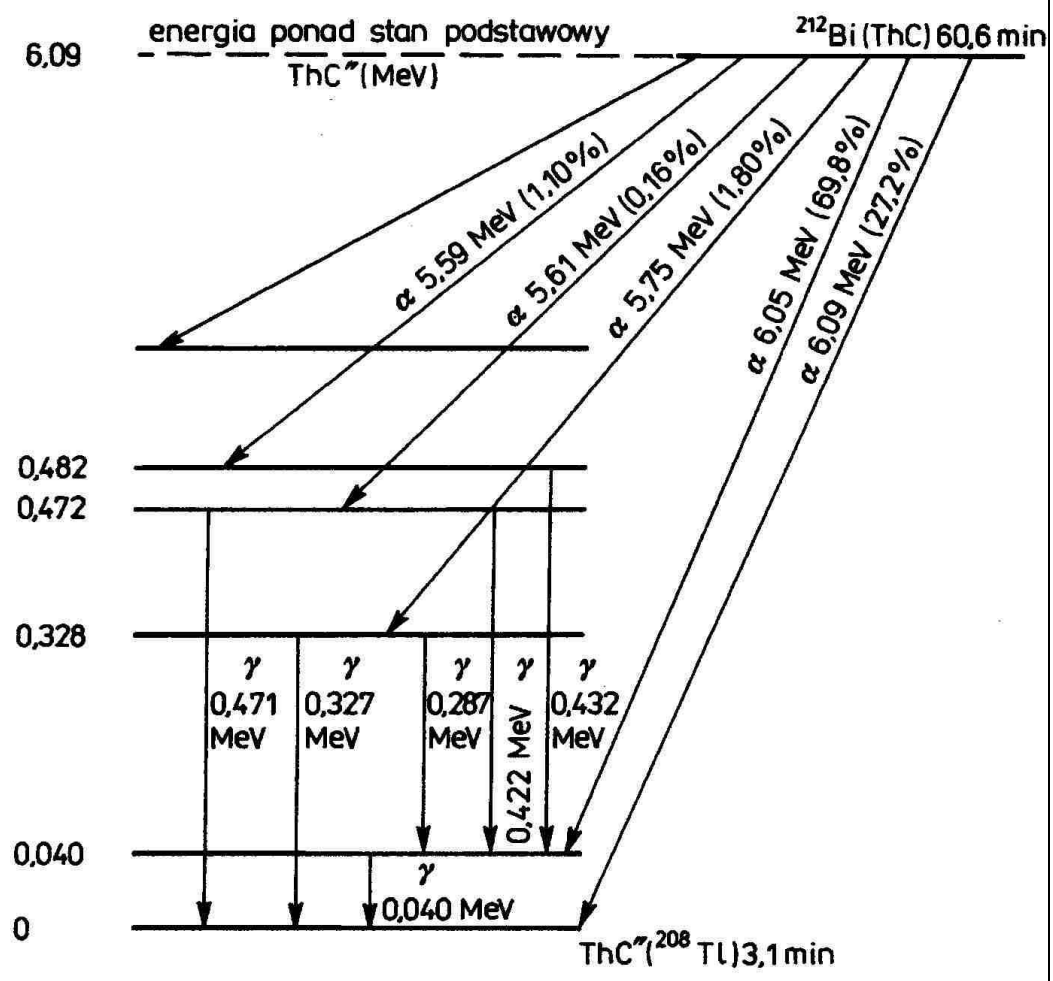
Rys. 76. Najprostszy przypadek rozpadu α, 0 = E_{spocz}; [Szymański]



Rys. 3.4. Przykłady monoenergetycznych rozpadów α

Rys. Przypadek mono-energetycznych rozpadów α, ($_{84}Po^{210}$) [Szymański]

1. Struktura subtelna rozpady „α” (α - $E_{mniejsze}$), ze stanu podst.



Rys. 3.5. Schemat rozpadu α $^{212}Bi \rightarrow {}^{208}Tl$

[W. Szymański]

Rys.77. 3.5. Jądro końcowe (niesferyczne) w stanie wzbudzonym.

$$T_{\alpha_4} = E_\alpha \frac{M_j}{M_j + M_\alpha} = 5.711 \frac{208}{212} \text{MeV} = 5{,}6\text{MeV}$$

Tabela 12. [K.N. Muchin].

Tablica 12

Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa[1)]	Grupy cząstek α	T_α MeV	Zawartość procentowa[1)]
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~0,016

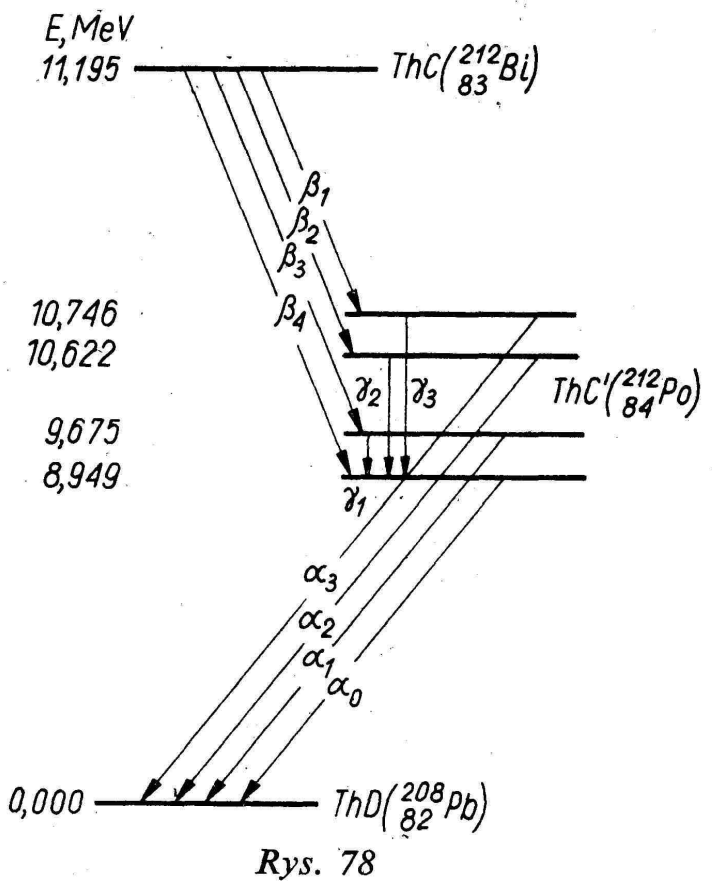
α_5 ~ 0,016%(5,481), α_3 ~ 0,15% (5,622)

Rejestracja – met. Koincydencyjne α–γ, $I_{podst.}/I_{wybrane} \approx 10^5$, →

→ przejścia do stanów wzbudzonych niesferycznych jąder końcowych – max. linii.

Badania poziomów jądra końcowego E_γ – 0,04; 0,287; 0,327; 0,433; 0,452; 0,473.

2. Długozasięgowe cząstki α . (α - $E_{wieksze}$), ze stanów wzbudz.



Rys. 78

Rys. 78. [K.N. Muchin].
Jądro macierzyste w stanie wzbudzo-nym,
występowanie
długozasięgowych cząstki α.

$E_\alpha \Leftrightarrow E_\gamma$. I - b. małe ~ %o.

Widma cząstek o długim zasięgu - struktura poziomów jądra macierzystego. [Rys. 78], tab. 15. .

[K.N. Muchin].

Tablica 15

Grupy cząstek	Energia MeV	Zawartość procentowa	Grupy cząstek	Energia MeV	Zawartość procentowa
α_0	8,780	100	β_3	1,520	6
α_1	9,492	0,0035	γ_1	0,729	—
β_4	2,250	40			

$\beta_4 \downarrow \alpha_1$

$\beta_3 \rightarrow \alpha_1$?

I (długozasięgowych cząstek α_1) ~ 10^{-3} %, I (β_3) ~ 1 ÷ 10 %.

Jądro wzbudzone ⇒ α i γ , $P_\gamma >> P_\alpha$, $\lambda_\gamma >> \lambda_{\alpha\ dłz}$,

Dla Bi^{212} stała rozpadu:

$$\lambda_{\alpha dłz} << \lambda_\gamma \qquad \Rightarrow \qquad dN = -(\lambda_\gamma + \lambda_{\alpha dłz})\, N\, dt$$

ale

$$dN = dN_\gamma + dN_\alpha$$

$$dN_\gamma = \lambda_\gamma N dt$$

$$dN_{\alpha\, dłz} = \lambda_{\alpha\, dłz}\, N dt \qquad \rightarrow \qquad \frac{dN_\gamma}{dN_\alpha} = \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\alpha}$$

dN_γ , dN_α i λ_α - można zmierzyć doświadczalnie $\Rightarrow$

$\Rightarrow$ obliczenie $\Rightarrow \lambda_\gamma$, $\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_\alpha$, i

$$\tau = 1/\lambda \text{ - stanu wzbudzonego.}$$

z dN_γ i $dN_{\alpha\, dłz}$ dla E – 9,675 MeV; $T_{\alpha 1}$ = 9,492 MeV $\rightarrow$

$$\frac{dN_\gamma}{dN_{\alpha_{dlz}}} = 4000, \quad \lambda_{\alpha dłz} = 10^9\ s^{-1};$$

$\rightarrow \lambda_\gamma = 10^{13}\ s^{-1} >> \lambda_{dłz},$; $\lambda_\gamma >> \lambda_{dłz}$,

$$\tau = 1/\lambda \approx 1/\lambda_\gamma = 10^{-13}\ s;$$

dla ThC' - $\tau = 10^{-13}$ s ($_{84}Po^{212}$-$_{82}Pb^{208}$),

Długozasięgowe α – tylko dla $_{84}Po^{212}$ i $_{84}Po^{214} \rightarrow {}_{82}Pb$

Dla innych $p_\gamma >> p_\alpha \rightarrow \lambda_\gamma >> \lambda_{\alpha\, dłż}$, obserwacje α niemożliwe.

Wyjaśnienie w oparciu o model kroplowy.

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-\frac{3}{4}}$$

Warunek stabilności:

$$\varepsilon_\alpha = \Delta W(A,Z) - \Delta W(A-4, Z-2) - \Delta W(^4_2He) = -E_\alpha$$

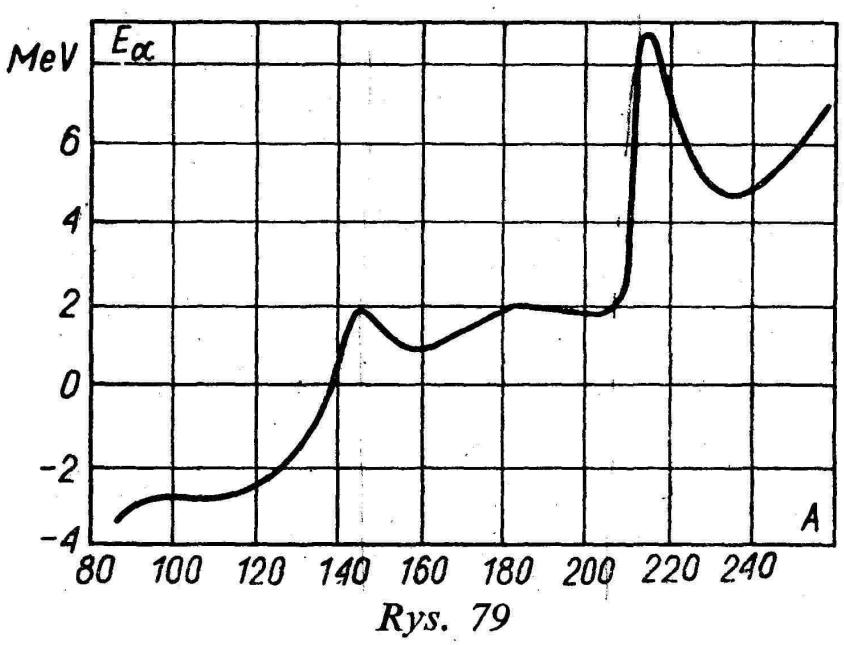
Warunek niestabilności - gdy $\varepsilon_\alpha < 0$

$E_\alpha > 0$ dla jąder o $Z > 73$ $T_\alpha \uparrow$ dla $Z \uparrow$

Wartości ścieżki stabilności względem rozpadu α,

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(^4_2He)]c^2 = T_\alpha + T_j$$

$E_{\alpha\ max}$ - A ≈ 145; A≈ 212; - N – 82 Z - 82



Rys. 79

Rys. 79. . [K.N. Muchin]. Ścieżka stabilności względem rozpadu α.

Maksima dla jąder końcowych:
↑A = 145 - n = 82 i
↑A ≈ 212, i p = 82.

↑ ↑

$E_{\alpha Izotopu}$ ⇓ dla A ⇑ - dla jąder α prom. - $\left(\frac{dT_\alpha}{dA}\right)_Z < 0$

Odstępstwo 209 < A <215, bo n = 126

Rozpad β

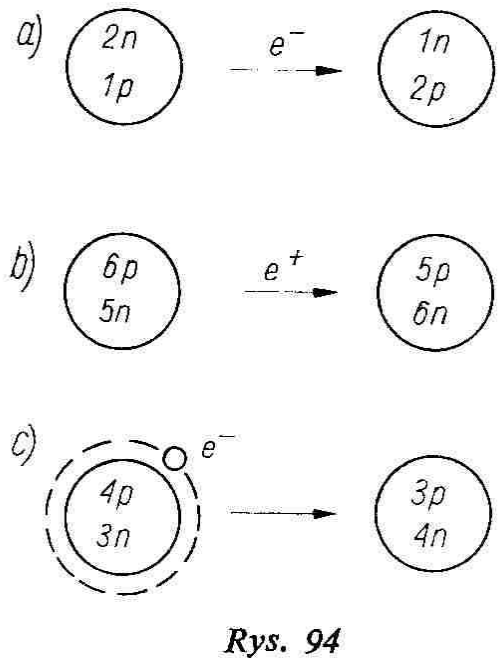
spontaniczny proces przemiany w wyniku emisji e^-, e^+.

$T_{1/2}$ – 20,3 ms (^{12}B) – 5 10^{15} lat (^{187}Re)

E (18 keV [$_1H^3$] – 16,6 MeV [$_7N^{12}$])

Trzy rodzaje:

β^+, β^-, wychwyt K



Rys. 94

Rys. 94. [K.N. Muchin]

Przemiana n → p $_1H^3$

p → n $_6C^{11}$

p → n $_4Be^7$

1(a) $^3_1H \xrightarrow{\beta^-} {}^3_2He$ 0,018 MeV

12 lat

Warunek rozpadu β^-,

(3.3.1) $M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$ / $+ Zm_e$

$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z + 1)$ (3.3.2)

E wydzielająca się podczas rozpadu β

(a) $E_{\beta^-} = [M_{at}(A,Z) - M_{at}(A,Z+1)]c^2 = 0{,}018$ MeV

(b) $^{11}_6C \xrightarrow{\beta^+} {}^{11}_5B$ 1 MeV

20,4 min

Warunek rozpadu β^+,

$M(A,Z+1) > M(A,Z) + m_e$ / $+ (Z+1)m_e$

$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z) + 2\,m_e$ (3.3.5)

$$E_{\beta^+} = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z) - 2m_e]c^2 \approx 1\ \text{MeV}$$

(c) K, L, M - istotna rola w jądrach ciężkich (powłoki blisko jądra).

Stała λ (nieznacznie od warunków zew. $|\psi^2|$(wiązanie chem.)

$$^{7}_{4}\text{Be} \xrightarrow[53{,}6\ \text{dni}]{K} {}^{7}_{3}\text{Li} \qquad 0{,}86\ \text{MeV}$$

Warunek energetyczny wychwytu K,

$M(A,Z+1) + m_e > M(A,Z)$ / $+Zm_e$

$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z)$ 3.3.8

$E_K = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 = 0{,}86\ \text{MeV}$

I. Dla $M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1)$ - rozpad β^-

a dla $M_{at}(A, Z) < M_{at}(A, Z+1)$ - wychwyt K $\rightarrow$

brak w przyrodzie dwóch sąsiednich ładunkowo trwałych izobarów, A = const.

Wyjątki - przejścia są wzbronione, duża ΔI obu jąder.

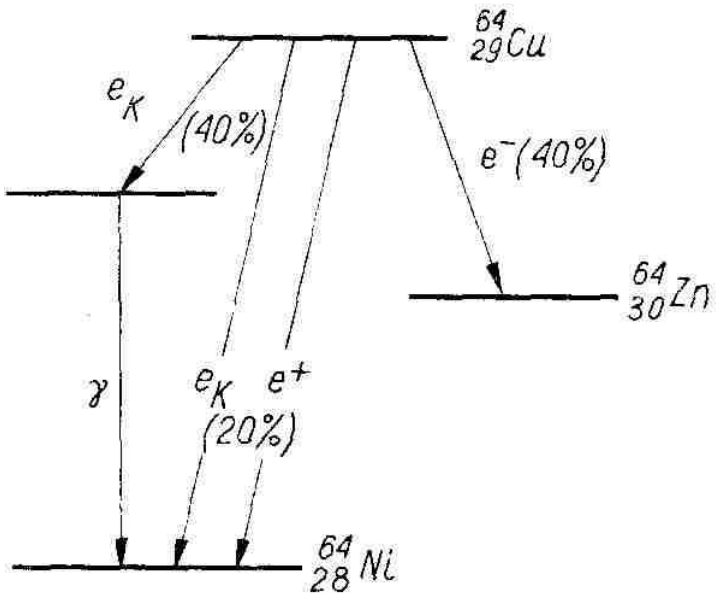
II. Spełniona nierówność 5 (β^+) daje spełnienie 8 (K) $\rightarrow$

$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z) + 2\,m_e$

$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z)$

$$^{52}_{25}\text{Mn} \xrightarrow[65\ \%\ K]{35\%\ \beta^+} {}^{52}_{24}\text{Cr}$$

III. Mogą być spełnione wszystkie trzy 1, 2, 3 dla (A,Z)
(β^+)(A, Z – 1) i (β^-) (A, Z + 1) [Rys. 95]



Rys. 95

(A, Z) (izobary)

M_{at} (A, Z + 1) > M_{at} (A, Z) + 2 m_e dla (A, Z -1)

i

M_{at} (A, Z) > M_{at} (A, Z + 1)

dla (A, Z +1)

VI. Jeśli z energetycznego punktu widzenia zabroniony jest rozpad sukcesywny (A, Z - 1)

$\xrightarrow{\beta^-}$ (A, Z) $\xrightarrow{\beta^-}$ (A, Z + 1) - możliwość rozpadu

(A, Z - 1) $\xrightarrow{2\beta^-}$ (A, Z + 1)

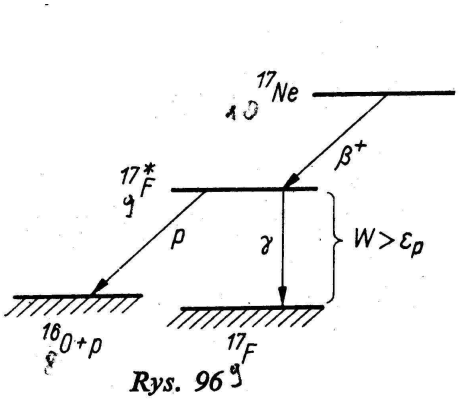
przy war. M_{at}(A, Z - 1) > M_{at}(A, Z + 1)

V. Dla rozpadu β^- (β^+) -przy dużym nadmiarze lub niedoborze neutronów (n) – jądro końcowe posiada

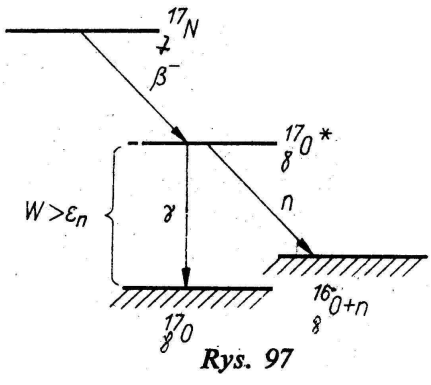
$E_w > E_{sep.n.} = \varepsilon_N$

w→ opóźnione neutrony

Analogicznie rozpad β^+ „p” -



Rys. 96



Rys. 97

Rys. 96 i 97. [K.N. Muchin] Emisja $T_{½}$=4,1 s opóźnionych nukleonów koniec $_8O^{16}$

17.12.

VI. Porównanie E_β i $T_{1/2(b)}$ → podział na kilka grup z:

lg $F(E_\beta)\tau$

gdzie:

$F(E_\beta) \sim (1 + E/m_ec^2)^5$, τ - średni czas życia jądra prom.

dla: $E_\beta >> m_ec^2$ i $\tau = T_{½}(\beta)/\ln 2$;

Zgodnie z teorią rozpadu β gdy w przemianie:

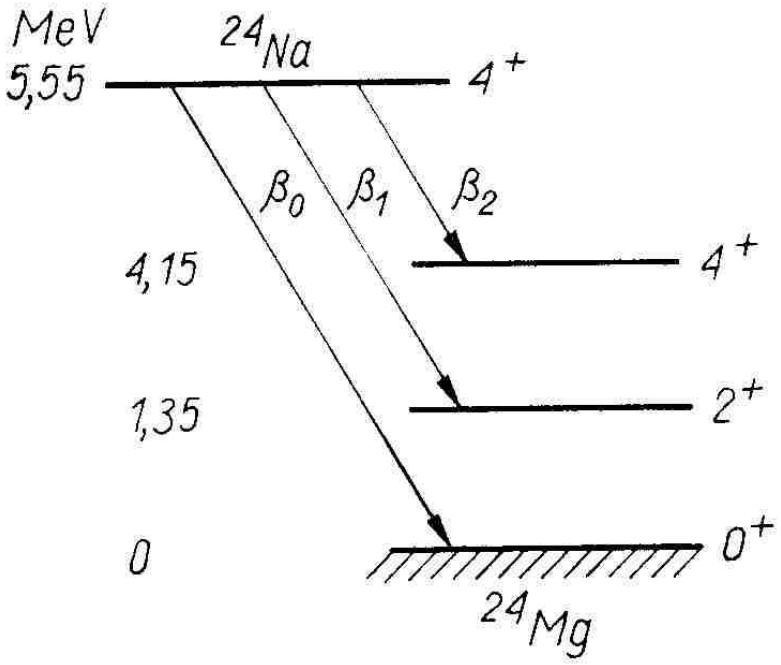
$P_p/P_k = +1$ a $\Delta I = 0, \pm 1$ $\quad\quad$ $\lg F\tau \approx 3 \div 5$

$P_p/P_k = +1$ i $\Delta I = \pm 2$ $\quad$ $\lg F\tau \approx 9$ $\quad$ (przejście wzbronione),

$P_p/P_k = +1$ i $\Delta I = \pm 3$ $\quad\quad$ $\lg F\tau \approx 14$ ... (przejście wzbronione).

$P_{(rozp.\ \beta)}$ (ΔI).

Przejścia β wzbronione - $|\Delta I| > 1$ i (lub) $P_p/P_k = -1$.



Rys. 98

Rys. 98 [K.N. Muchin] Przejścia przy jednoczesnej przebudowie jądra β_0 i β_1, duża zmiana I.

Tabela 18. Przejścia β: $Na^{24} \rightarrow Mg^{24}$. [K.N. Muchin]

Tablica 18

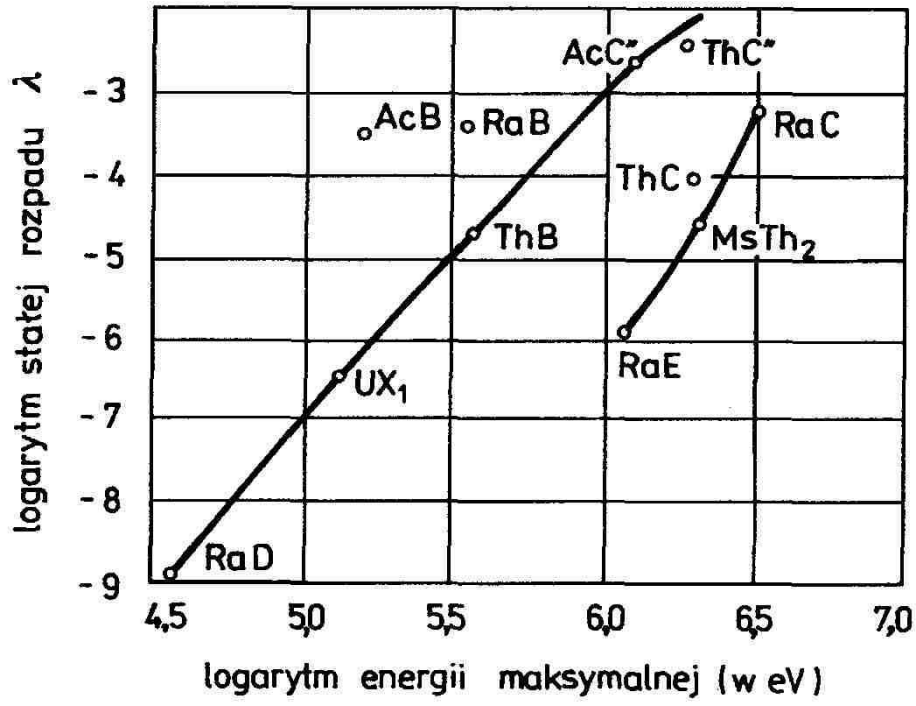
Przejścia β	E_β (w MeV)	ΔI (w jedn. $\hbar$)	ω (%)
β_0	5,55	4	10^{-11}
β_1	4,2	2	10^{-3}
β_2	1,4	0	100

Krzywe Sargenta

$\log \lambda = a + b \log E_{max}$,

Rys. 3.10.[W. Szymański]

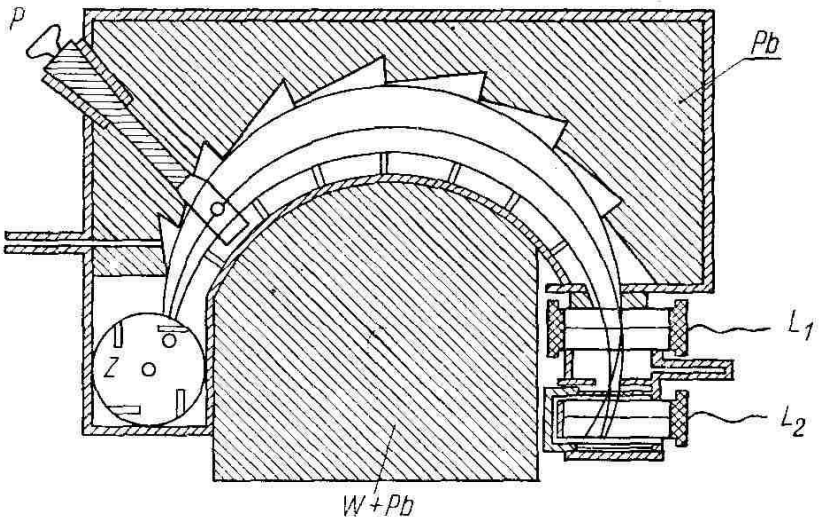
Przejścia dozwolone wzbronione



Rys. 3.10. Krzywe Sargenta dla naturalnych emiterów β

$\log \lambda = a + b \log E_{max}$.

3.3.2. Charakter widma β. Hipoteza istnienia neutrina. [Sz. Szczeniowski]

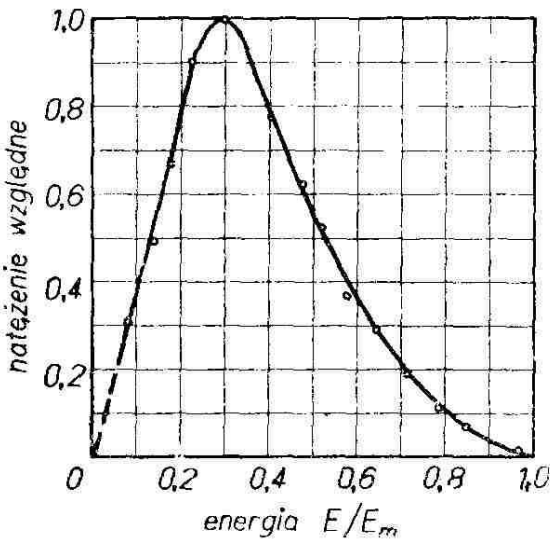


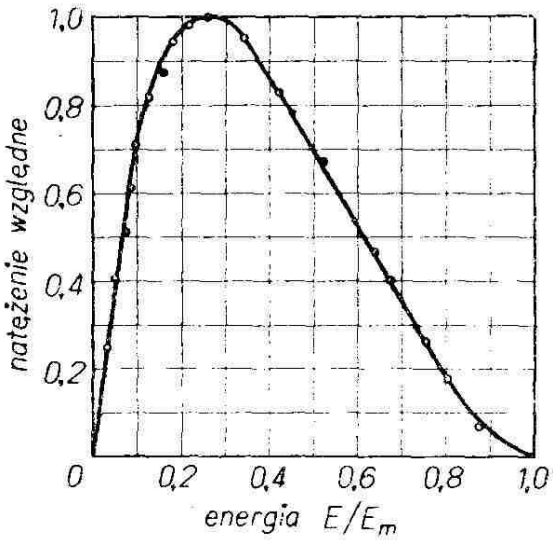
Rys. 99

Rys. 99. Spektrometr magnetyczny. Pomiar widma β (Alichanow)

$(T_e)_{max} \approx E_{\beta^-} = [M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z + 1)]c^2$,

Rys. 432 i 433. Widma K^{40} 1,41 MeV β^-, P^{30} 3,6 MeV β^+ [Sz. Szczeniowski]





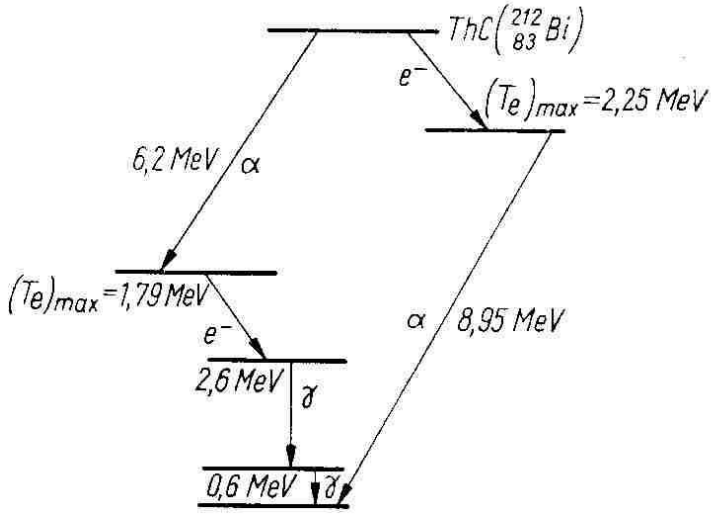
jądra ciężkie $\overline{T}_e \approx (1/3)(T_e)_{max}$ lekkie $\overline{T}_e \approx (1/2)(T_e)_{max}$

Interpretacja widma ciągłego, $T_e = E_{\beta-} = E_1 - E_2 - m_e c^2$

Wyjaśnienie niezgodności:

1. Emisja do różnych poziomów wzbudzonych + γ.

Określona zmiana E - rys. 101, pętla torowa. [K.N. Muchin]



Rys. 101

$_{84}Po^{212}$,

$_{81}Tl^{208}$,

$_{82}Pb^{208}$, (ThD)

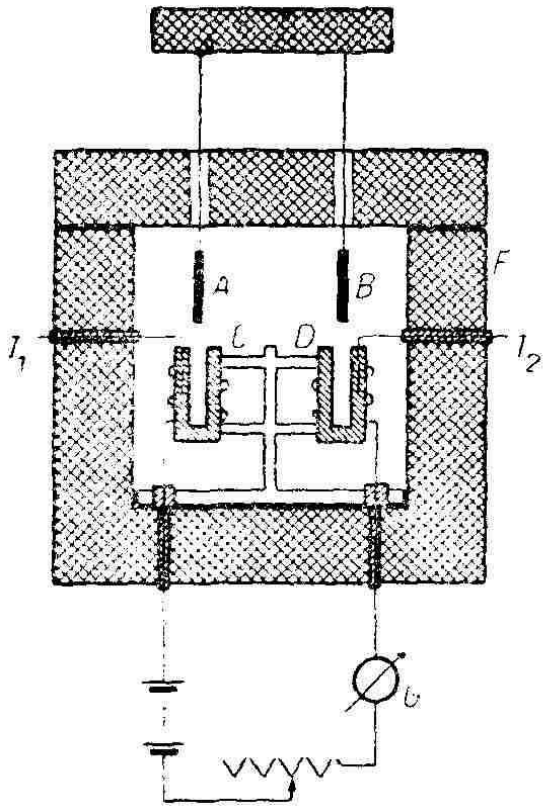
Rodzina Torowa.

Pętla torowa lub $A \xrightarrow{\alpha} B \xrightarrow{\beta} C \xrightarrow{\alpha}$

(6,2 + 1,79 + 2,6 + 0,6) MeV = 9,15 MeV –

(2,25 + 8,95) MeV = 9,2 MeV

2. Elektrony tracą energię w wyniku oddziaływań z elektronami własnego jądra i innych jąder.



Rys. 434. Pomiar E_β. [Sz. Szczeniowski]

Doświadczenie C.D. Ellisa W.A. Woostera – 1927 r.

$_{83}Bi_{210}$ RaE(β–tylko!),

A-preparat, B – podłoże, CD – kalorymetry ołowiane, F – blok miedziany, T – termo-elementy, G – galwanometr.

powt. W. Orthmann i L. Meitner 1929,

$E_{śr}$ = 337 ± 20 keV, z widma $E_{śr}$ = 390 ± 60 keV, E_{max} = 1050 keV.

$T_{exp.} \approx 0{,}33$ MeV = $E_{śr}$.

Brak strat w preparacie!

3. W rozpadzie β naruszona jest zas. zach. Energii, spinu???.

4. W rozpadzie β oprócz elektronu o energii T_e emitowana jest jeszcze jedna cząstka ν, która unosi część energii $E_\beta - T_e$. Hipoteza Pauliego 1931 - ogólnie przyjęta – obecnie!

Nietrudno przewidzieć własności neutrina.

Z zas. zach. ład = 0, $m_\nu \approx 0$, ($m_\nu < 10^{-3}\, m_e$)

Brak jonizacji $\mu_\nu < 10^{-7}\, \mu_B$, $s = -\frac{1}{2}\hbar$ $\sigma_{(\nu\text{-jądro})} = 10^{-44}\ cm^2$

$\bar{\lambda} = 1/(n\sigma) = (1/(10^{22}\ 10^{-44}) = 10^{22} cm = 10^{17}$ km.

w materii jądrowej:

$\bar{\lambda} = 1/(n\sigma) = (1/(10^{38}\ 10^{-44}) = 10^{6} cm = 10$ km.

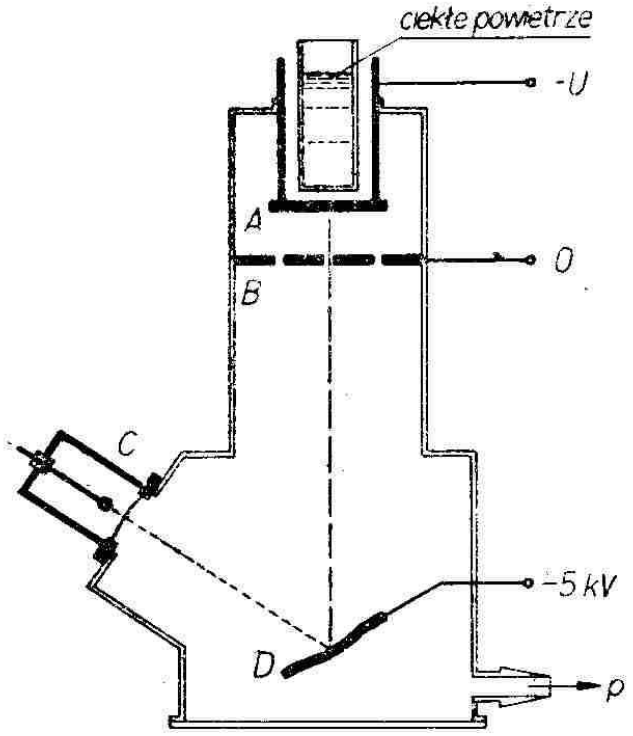
$\lambda_{(\text{materia jądrowa})} = 10$ km.

Doświadczalne potwierdzenie istnienia neutrina - pośrednie.

Zas. zach. pędu $p_e + p_{j.od} = 0 \Rightarrow |p_e| = |p_{j.od}|$

lub $p_e + p_\nu + p_{j.od} = 0$ i $\Rightarrow |p_e| \neq |p_{j.od}|$.

Rys. 437.



Doświadczenie Lejpuńskiego 1936r., badanie odrzutu jądra (rozkładu pędów) - $C^{11}(\beta^+)$.

A – warstwa z CO_2, B – siatka$^+$, D – elektroda zbierająca 5000 V, C licznik G -M, p – pompa.

${}_6C^{11} \rightarrow {}_7B^{11}$ ($T_{1/2}$ – 20,4min).

$T = \frac{p^2}{2m}$

[Sz. Szczeniowski]

Rozkład p → wyrzucanie nie tylko β.

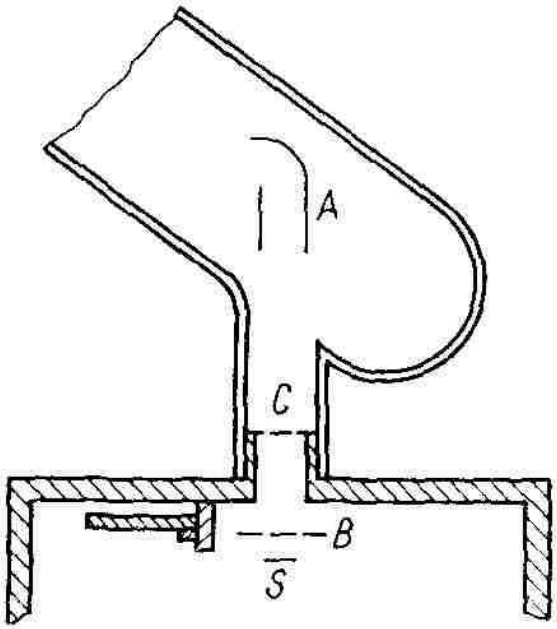
Zas. zach. momentu pędu - I.

Alichanow i Alichanian, ${}_4Be^7 + {}_{-1}\beta^0 \rightarrow {}_3Li^3 + \nu$. $T_{½} = 4{,}1$ s (wych. K + brak fotonów). Defekt masy – 0,87 MeV ??

Zas. zach. E.

$E = [M_{at}(_4Be^7) - M_{at}(_3Li^7)]c^2 = 864$ keV

$T_{j\ odrz.} \approx (E_K^2)/(2M_{j\ od}\ c^2) \approx 57{,}3$ eV



Rys. 103

Rys. 103. N(U). Doświadczenie Allen'a: S – źródło $_4Be^7$, B – siatka (–100-200 V), C – elektroda (pole przyśp. – 3,6 kV), A – fotopowielacz.

$T_{j.\ odrz.}$ = 48 eV; (oczekiwana - 57 eV)

(później – 56,6 ± 1,0 eV)

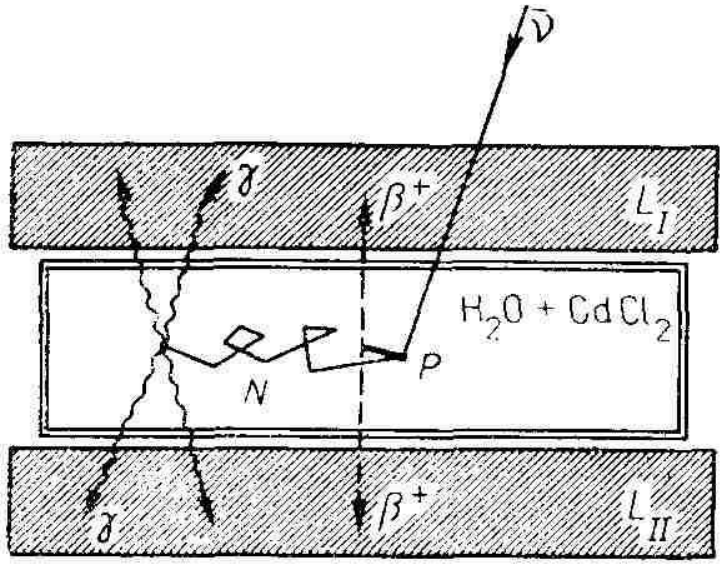
[K.N. Muchin]

$$^7_4\mathrm{Be} \xrightarrow{K} {}^7_3\mathrm{Li} + \nu$$

Są to tylko pośrednie metody!

15.12.2008.

Bezpośrednia - 20.07.1956



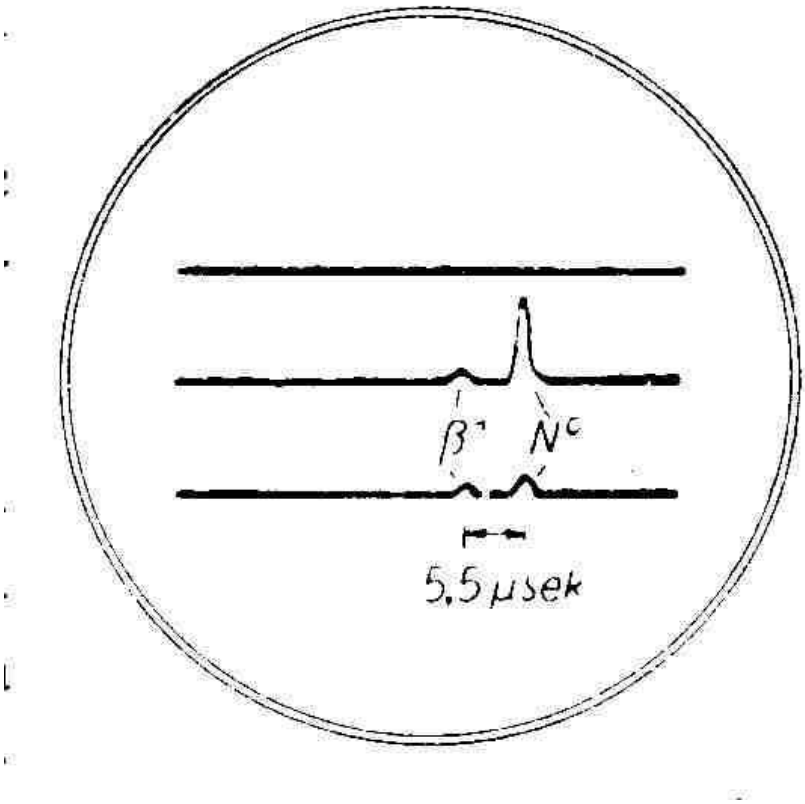
Rys. 439. [Sz. Szczeniowski]

C. Cowan i F. Reines.

Z reaktora:

$\bar{\nu} + p \rightarrow \beta^+ + n$,

1400 l wody + $CdCl_2$,



Rys. 440. [Sz. Szczeniowski]

Oscylogram impulsów koincydencyjnych od anihilacji oraz zapóźnionych od wychwytu radiacyjne-go n (μs).

(2,88 ±022)imp. koinc./h →

$\sigma = 10^{-43}$ cm^2.

Ocena m_ν. $m_\nu c^2 = E_\beta - (T_e)_{max.}$;

$m_\nu c^2 < 60$ eV $\approx 10^{-4}\, m_e c^2$.

Neutrina mionowe!

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$,

$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$,

Oddziaływanie cząstek i promieniowania z materią

1: siła grawitacyjna – 1,
2: siła elektromagnetyczna - $\times 10^{36}$, $\tau \geq 10^{-19}$ s,
kwanty promieniowania elektromagnetycznego,
3: siła jądrowa (oddziaływania silne) - $\times 10^{38}$, $\tau = 10^{-23} - 10^{-22}$ s, $\sigma \sim 10^{-27} - 10^{-24}$ cm^2.
hadrony, kwanty – mezony π,
4: siła słabego oddziaływania - $\times 10^{25}$, $\tau \geq 10^{-10}$ s, - leptony,

Odziaływanie elektromagnetyczne:

Dla cząstek naładowanych:

Rozpraszanie kulombowskie, hamowanie jonizacyjne (elektrony δ, rozprasz. wielokrotne), hamowanie radiacyjne, promienio-wanie Czerenkowa, anihilacja,

Dla γ:

zjawisko fotoelektryczne, Comptona, tworzenie par $e^- - e^+$, reakcje fotojądrowe,

Dla neutronów:

polaryzacja podczas przejścia przez frrromanetyk.

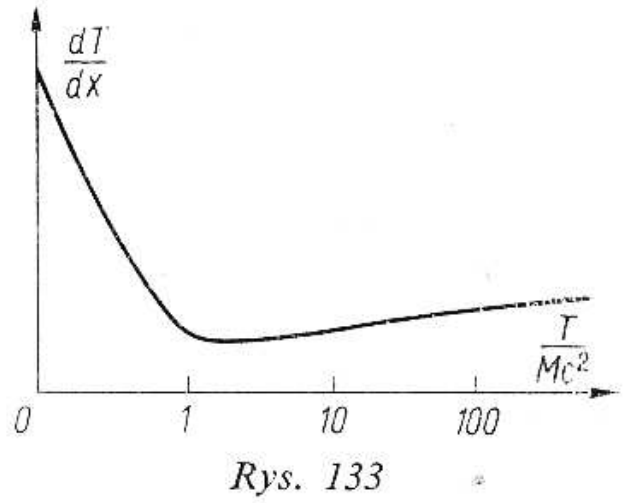
Jonizacja: straty ciężkiej cząstki naładowanej:

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{jon} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\left[\ln\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right] - \ln(1-\beta^2-\beta^2)\,\mathrm{erg}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$$

gdzie:

$\bar{I}$ – średni potencjał jonizacyjny atomów ośrodka absorbenta, n n_e – koncentracja elektronów ośrodka.

$\bar{I} = (13{,}5Z)\ 1{,}6\ 10^{-12}$ erga, $\beta = v/c$

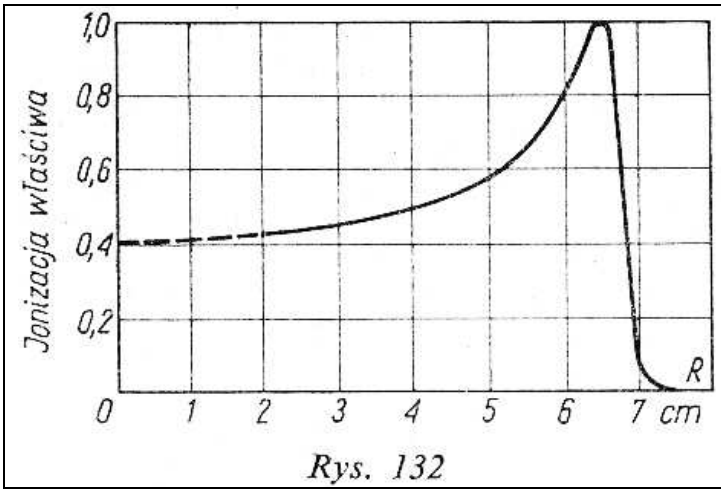


Rys. 133

Rys. 133. [K.N. Muchin]

Straty jonizacyjne cząstki α.

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{jon} \sim z^2\, n_e\, \varphi(v);\ \varphi(v) \sim 1/v^2.$$



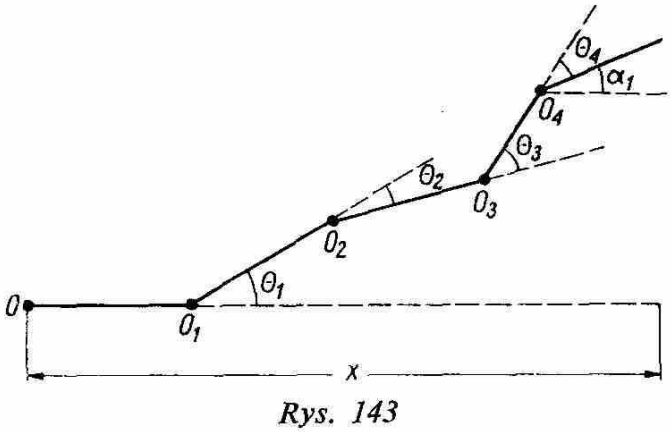
Rys. 132

Rys. 132. [K.N. Muchin]

Jonizacja właściwa - (krzywa Braga).

Elektrony δ (wybite i zdolne do jonizacji):

Rozpraszanie wielokrotne: - poszerzenie wiązki, imitacja magnetycznego zakrzywienia, rozrzut długości drogi;



Rys. 143

Rys. 143. [K.N. Muchin]

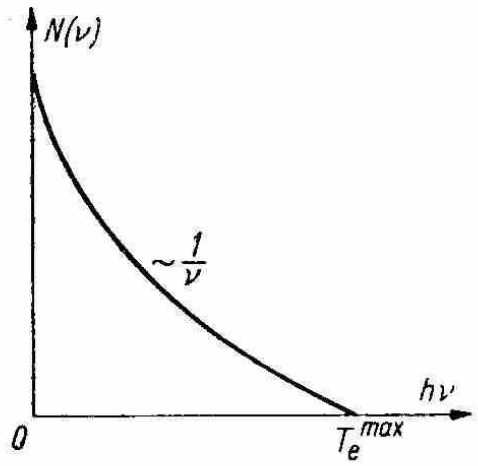
Kulombowskie rozpraszanie wielokrotne

Radiacyjne hamowanie elektronów:

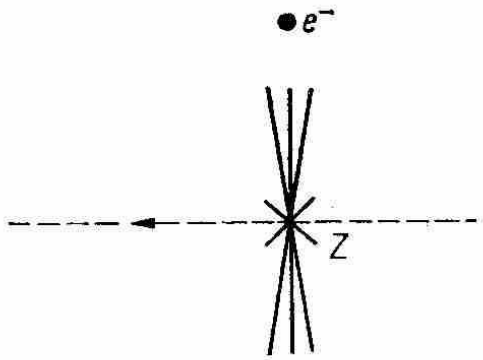
Straty $E_{prom.\ ham.} \sim \ddot{x}^2$

$(\ddot{x} \sim 1/m^2)_{z=cont.}$ → $[(dT/dx)_{jon}]_{z=const.} \sim 1/m^2$.

Przykład – ciągłe widmo rentgenowskie - N(f) ~1/f



Rys. 144



Rys. 145

Rys. 144. Prom. ham. e. $T_e < m_e c^2$, maksimum I_E - ⊥.

Rys.145. Dla $T >> m_e c^2$, wąski strumień, $\theta = m_e c^2/T_e$.

[K.N. Muchin]

Pełna analiza strat, Bethe i Heitler.

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{prom} \sim Z^2 n T_e \qquad -\left(\frac{dT}{dx}\right)_{jon} \sim nZ$$

$$\frac{(dT/dx)_{prom}}{(dT/dx)_{jon}} \sim Z T_e \qquad \text{dla T[MeV]} \qquad \frac{(dT/dx)_{prom}}{(dT/dx)_{jon}} \approx \frac{T_e Z}{800}$$

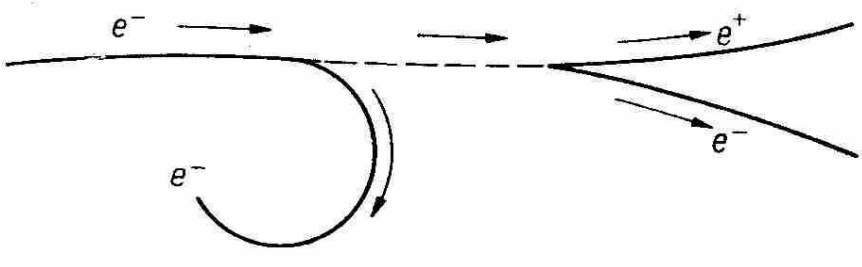
$$\frac{(dT/dx)_{prom}}{(dT/dx)_{jon}} \approx 1$$

dla wody: z = 8, T_e = 100 MeV, dla Pb -10MeV.

T_e = E(krytyczna)

e o $T_e > E_{kr}$ emituje średni 1 kwant energii rzędu na T_e drodze $x = x_0$

x_0 – długość radiacyjna.



Rys. 146

Rys. 146. [K.N. Muchin]

Tworzenie twardego kwantu promieniowania i tworzenie par.

Pęki elektronowo-fotonowe.

4.5. PROM. CZERENKOWA 1934 R.

Badania luminescencji roztworów soli U + γ(Ra)

Fluorescencja – $\tau > 10^{-10}$. Prawdopodobieństwo przejścia w atomach ($t = 10^{-10}$ s) – wpływ – substancja tłumiąca, zmiana T …

Własności:

1. W polu H - silna zmiana polaryzacji świecenia → wywołane nie przez γ a cząstki naładowane.
2. Natężenie nie zależy od ładunku ośrodka Z - nie pochodzenie radiacyjne.
3. Emitowane pod pewnym określonym kątem w stosunku do kierunku cząstki naładowanej.

Wyjaśnienie - Tamm i Frank (1937) - na podst. praw elektrody-namiki klasycznej, brak promieniowania przy v = const. – w próżni,

Zmiana – przy przejściu do ośrodków z próżni/(n > 1).

Zas. zach. E i p.

Straty E cząstki nał. na promieniowani dla v = const.:

4.5.1

(v) $$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{particle} = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{rad} \quad (c)$$

- spełnione tylko dla ośrodka z n > 1

Dla cząstki o $m \neq 0$ i p(v):

$$E_{czastka} = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} \rightarrow \left(\frac{dE}{dp}\right)_{particle} = \frac{pc^2}{E} = c\beta = v$$

a dla prom. elektromagnetycznego - $E_{prom} = pc$

więc $$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{prom} = c$$

ponieważ v < c

to $$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{czastka} < \left(\frac{dE}{dp}\right)_{prom}$$

Zakaz przemiany energii w próżni!

Dla ośrodka gdzie n > 1 zakaz nie obowiązuje:

$$c' = \frac{c}{n} < c \qquad \text{i} \qquad v \geq c' = \frac{c}{n}$$

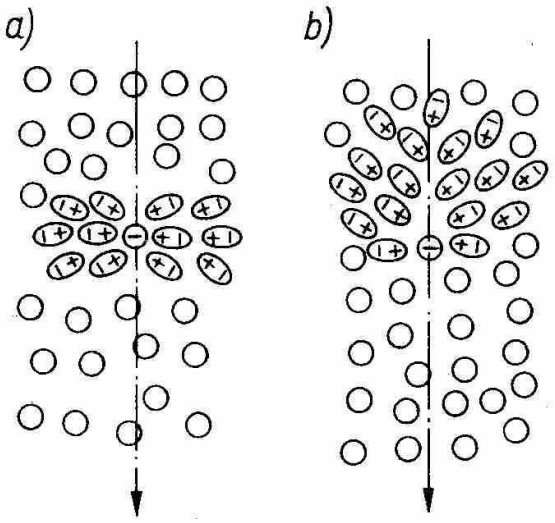
prędkość światła w ośrodku

Dla v = c' war. 4.5.1 spełniony dla $\theta = 0^o$. Dla v > c', v' = v cos(θ),

Przekaz dE i dp od cząstki naład. poruszającej się z v = const. do promieniowania elektromagnetycznego:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right)$$

Wspólne cechy z ruchami dla $v > v_{charakt.}$- brak wniosków o mechanizmie strat.



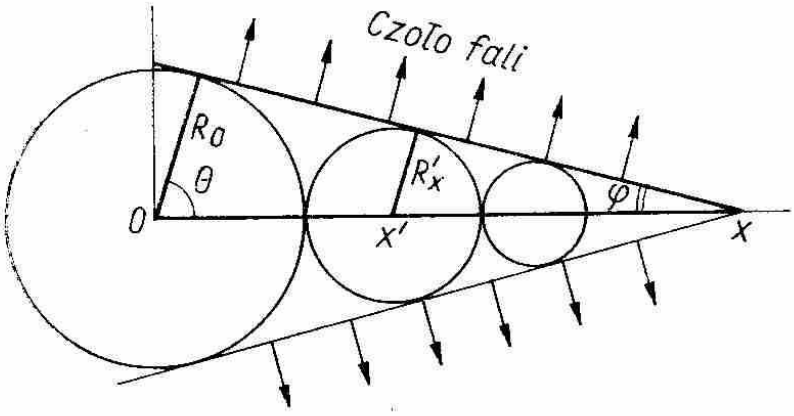
Rys. 147

Rys. 147a. [K.N. Muchin]

Polaryzacja dipoli ośrodka przez cząstkę poruszającą się powoli – ustawienie symetyczne

Rys. 147 b. i z $v > c_{charakt.}$.

Kierunek wzdłuż którego powstaje różne od 0 wypadkowe promieniowania dipoli – obwiednia fal kulistych



Rys. 148

- kierunek ruchu cząstki naładowanej ——→, Rys. 148. [K.N. Muchin]

W chwili t, Fala wzbudzona w x_0 i $R_0 = c't$, $x = vt$,

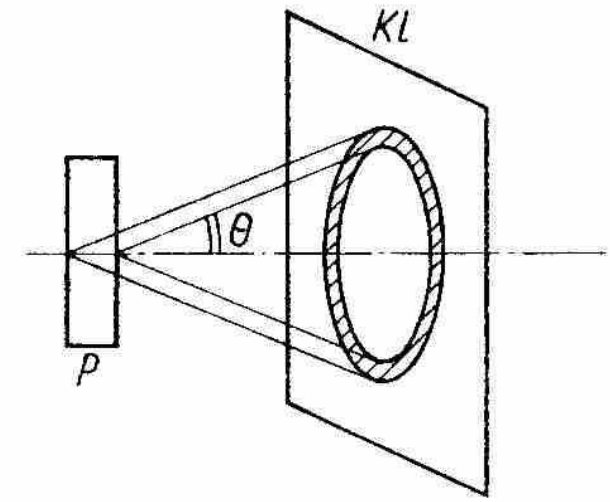
R_x (w chwili t) = c'[t - (x/v)] = 0,

W $x = x'$, $R_{x'} = c'[t - (x'/v)]$.

Obwiednia – stożek o kącie rozwarcia 2 φ,

$$\sin\varphi = \frac{R_o}{x} = \frac{c't}{vt} = \frac{c'}{v} = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n} = \cos\theta \qquad (4.5.10)$$

Kierunek promieniowania - normalna do obwiedni ↑↑ (rys.148).



Rys. 149

Rys. 149. [K.N. Muchin]

Rejestracja promienio-wania Czerenkowa na barwnej kliszy fotograficznej; Kl – klisza, P – źródło promieniowania.

kat rozwarcie - 2θ

Z 4.5.10.

$$1/n \le \beta \le 1;$$

Dala $\beta = 1/n$ $\theta = 0^o$, dla $\beta = 1$ $\theta \to \theta_{max} = \text{arc cos}(1/n)$

Woda n = 1,33 → $\beta_{min} = 1/1{,}33 = 0{,}75$

$\beta > 0{,}75$ → prom W.Cz.

Dla elektronów –

$$T_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0{,}5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-0{,}75^2}} - 1 \right) \text{MeV} = 0{,}26\text{MeV}$$

$\cos\theta_{maxH2O} = 1/n = 0{,}75$ → $\theta_{max} = 41{,}5^o$.

Tabela 32. [K.N. Muchin]

Tablica 32

Dane charakterystyczne dla promieniowania Czerenkowa

	Woda	Powietrze
Współczynnik załamania środowiska n	1,33	1,00029
Rozwartość maksymalna ϑ_m (dla $\beta = 1$)	41°	1,3°
Energia graniczna E_T ($W = 0$) dla:		
elektronów	260 keV	21 MeV
mezonów	54 MeV	4,4 GeV
protonów	747 MeV	39 GeV
Gęstość energii $\frac{dW}{dl}$ (fotonów/cm)		
w zakresie 3500 ÷ 5500 Å	250	0,3

$\frac{dW}{d\lambda} \sim \lambda^{-3}$ – niebieskawy odcień światła Czerenkowa!

Wykorzystanie zjawiska Wawiłowa-Czerenkowa.Mössbauera.

Zasada szczegółowej równowagi

w stanie równowagi termodynamicznej każdy możliwy proces elementarny równoważony jest przez odpowiedni proces odwrotny

Anihilacja - najbardziej prawdop. na swobodnym elektronie w spoczynku

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} + \frac{\vec{h\nu'}}{c} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\vec{h\nu}}{c} = -\frac{\vec{h\nu'}}{c}$$

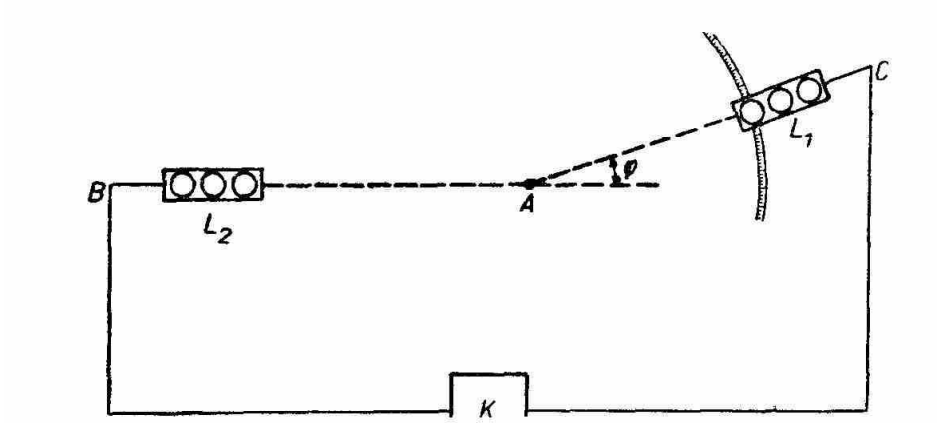
$$h\nu + h\nu' = 2m_o c^2 \quad \rightarrow \quad h\nu = h\nu' = m_o c^2 = 0{,}511 \text{ MeV}$$

anihilacja dwufotonowa

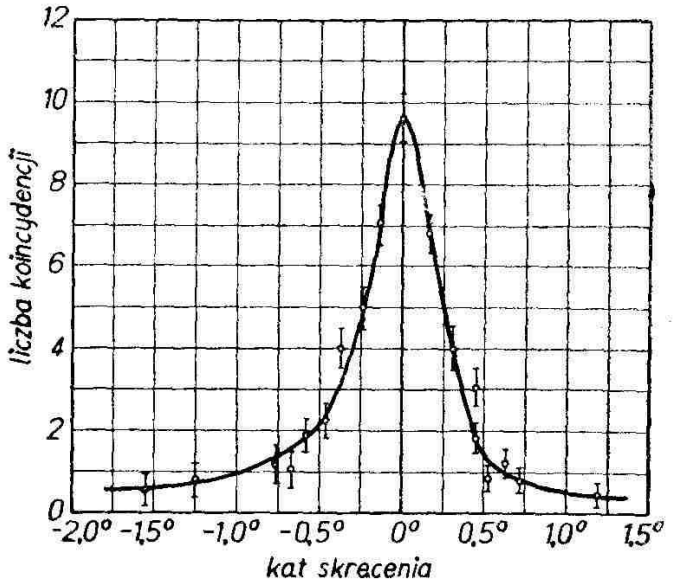
Mond, Lind, Watson - $h\nu = (510{,}79 \pm 0{,}005)$keV

Sprawdzenie zas. zach. p w dwufotonowej anihilacji - Własow, Dżelepow.

Cu^{64} β^+



Rys. 329, [Sz. Szczeniowski]



RYS. 331. Zależność liczby koincydencji od kąta skręcenia w doświadczeniu Własowa, Dżelepowa (E_e+E_p = 10 eV). [Sz. Szczeniowski]

Anihilacje powolnych cząstek.

Po wielu zderzeniach pozyton wiąże się z elektronem tworząc pozyt (pozytonium)

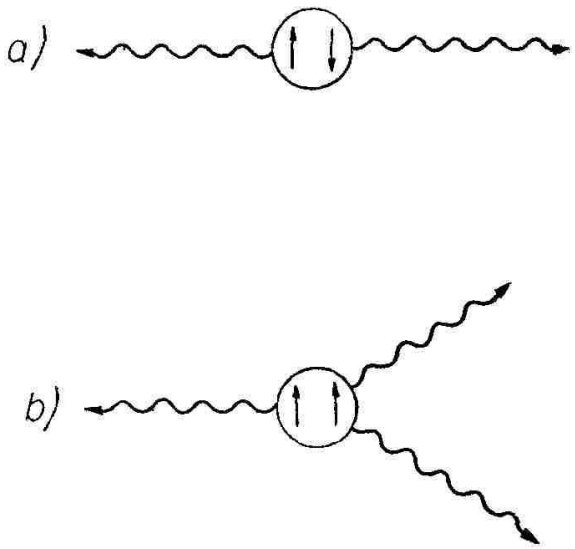
Analogiczne stany stacjonarne w pozycie i w atomie wodoru.

Termy ~ (1 + m/M) dla wodoru m/M = 1/1836, dla pozytu 1

$\lambda_{pozyt} = 2\ \lambda_{wodór}$.

$E_{jon.\ pozytu}$ = 6.8 eV. Czyli E pozytonu musi być nie mniejsza w momencie przelotu koło elektronu niż $E_k = (V_j - 6{,}8)$eV.

Subtelna budowa linii pozytu – poziomy singuletowe i trypletowe.



Rys. 332. [Sz. Szczeniowski]

Poziomy singuletowe parapozyt 1 S;

Anih. dwufotonowa ↑↓

$\tau = 1.25 \cdot 10^{-10}$ s - spin 0

2^1S_0; 3^1S_0.

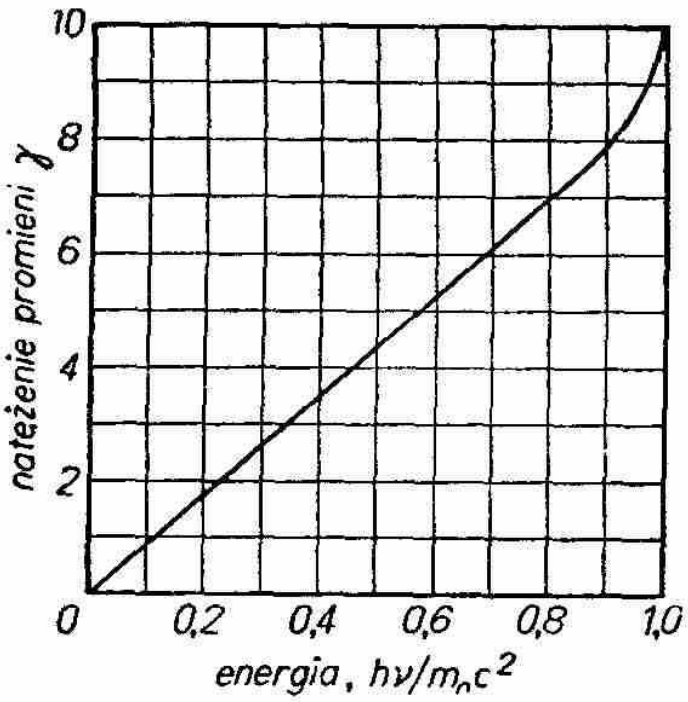
Poziomy trypletowe ↑↑ stan ortopozyt 1^3S_1,

Anih. Trójfotonowa

$\tau = 1.4 \cdot 10^{-7}$ s - spin 1

$1\ ^3S_1$.

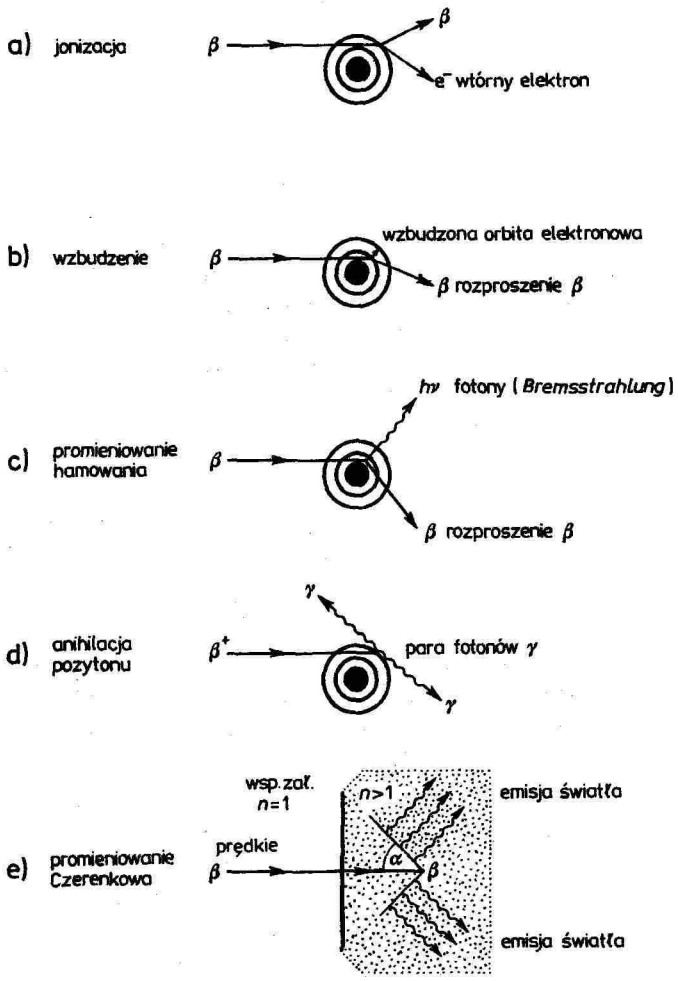
Poziomy zeemanowskie – pole B.



Rys. 333. Widmo fotonów γ przy anihilacji trójfotonowej dla ortopozytu (natężenie promieni γ w dowolnych jednostkach)

Widmo obliczone przez: A. Orre'a i J.L. Powella

[Sz. Szczeniowski]

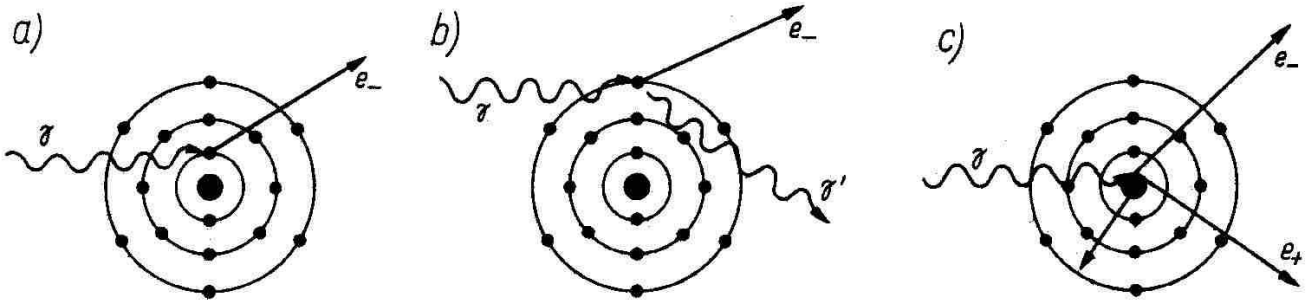


ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA γ Z MATERIĄ

Badanie promieniowania γ - procesy wtórne: zjawisko fotoelektrycz-ne, Comptona i tworzenia par – powstawanie elektronów

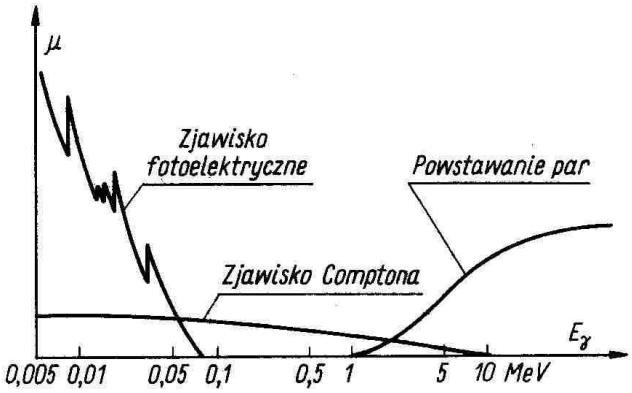
Komory + pole mag. + płytki, spektrometry mag., liczniki scyntylacyjne (duża wydajność), półprzewodnikowe (duża zdolność rozdzielcza), spektrometria mössbauerowska (unikalna zdolność rozdzielcza).

Rys. 8.28;29; 30



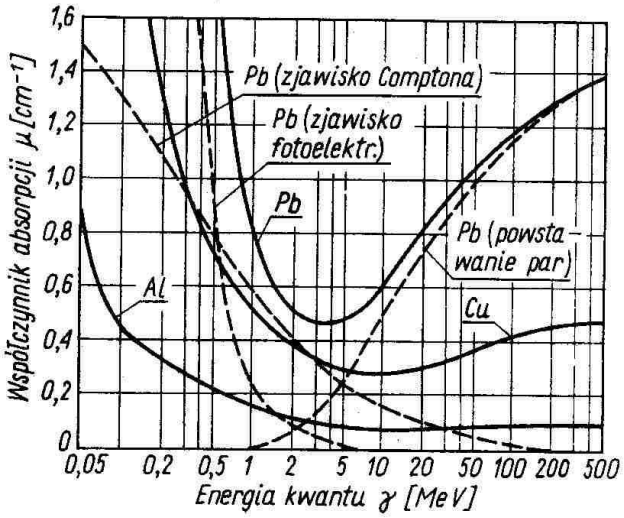
Rys. 8.28. Zjawiska oddziaływania kwantów γ z materią: a) zjawisko fotoelektryczne, b) zjawisko Comptona, c) zjawisko tworzenia pary: elektron-pozyton

[Cz. Bobrowski]



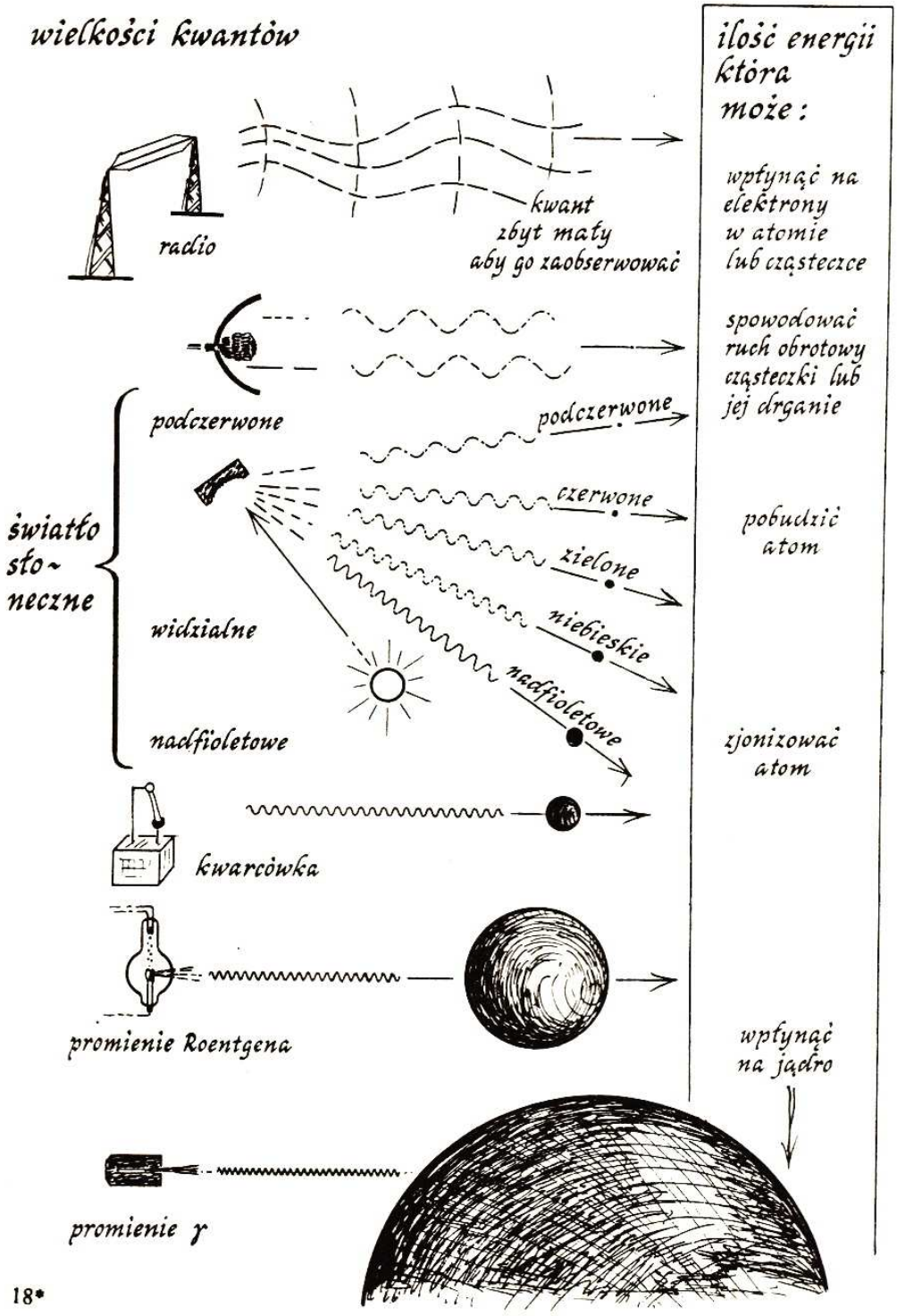
Rys. 8.29. Zależność współczynników absorpcji na zjawisko fotoelektryczne, zjawisko Comptona i na powstawanie par od energii kwantów γ

[Cz. Bobrowski]



Rys. 8.30. Zależność współczynników absorpcji kwantów γ od ich energii dla ołowiu, miedzi i aluminium

[Cz. Bobrowski]



[E.M. Rogers]

4.6. NEUTRONY i ich oddziaływanie z materią:

(μ , e i N)

Oddziaływanie elektromagnetyczne (μ):

$E_{oddziaływania}$ - ok. 10 eV przy odl. 10^{-13} m,

$\sigma_{ham.\ jon.\ n} = 10^{-22}\ cm^2 \sim 10^{-6}\ \sigma_{ham.\ jon.\ cz.\ naład.}$. (dla termicznych),

dla szybkich $10^{-24}\ cm^2 \rightarrow$ straty jon. b. małe.

Oddziaływanie z uporządkowanymi μ_e; (ferromagnetyki)

Oddziaływanie elektryczne (μ):

Rozkład ład. w neutronie - oddziaływanie kulombowskie z e < magnetyczne.

Podstawowe rodzaj oddziaływania neutronów -- z jądrami.

1) sprężyste rozpraszanie (n, n) (bez penetracji jądra).
2) reakcje jądrowe (n, γ), (n, p), (n, α) rozszczepienie, wychwyt. n przez jądro.

Sposób wychwycenia - najpierw spowalnianie termiczne. (neutrony termiczne)

Absorpcja energii promieniowania w układzie

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

masowy współczynnik absorpcji $\frac{\mu}{\rho} = \frac{22}{E_{max}^{1,33}} \left[\frac{cm^3}{g}\right]$

dla 0,6 MeV < E_{max} < 6 MeV.

Działanie promieniowania jądrowego na organizm ludzki

Budowa komórki – protoplazma + jądro

↓

chromosomy (2n – oprócz rozrodczych)
[DNA i RNA]

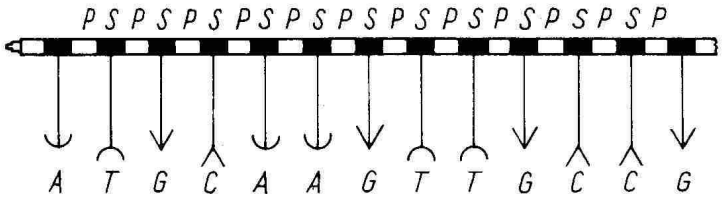
↓

2 spiralne łańcuchy polinukleotydowe

Rys. 8.32. [Cz. Bobrowski, Fizyka- krótki kurs, WNT W-wa 1998]

↓

4 formy białkowe - Nukleotydy: pochodne zasad organicznych



Rys. 8.32. Schemat połączeń łańcucha nukleotydów: *A* — adenina, *T* — tym
G — guanina, *C* — cytozyna, *S* — połączenie nukleotydów z cząsteczkami cukr
P — połączenie cukrów z resztkami fosforanowymi

Porządek nukleotydów w DNA - Informacja genetyczna

Mutacje – zwykle szkodliwe. Zrywanie wiązań wodorowych.
Uszkodzenia sekwencyjne

+ jonizacja wody w protoplazmie:

$H^+ + OH^-$, HO_2^- i H_2O_2.

Dawka ekspozycyjna – miara ilości promieniowania jonizującego, zdolności do jonizowania (γ i X).

$1\ C \cdot kg^{-1} = 1\ kg^{-1} \cdot s \cdot A$;

Jednostka pozaukładowa -

Rentgen [R] dawka prom. X lub γ o energii od 0,05 – 3 MeV, która a wyniku oddziaływania wytwarza w 1 kg suchego powietrza 1,62 10^{15} par jonów.

$R = 2{,}58 \times 10^{-4}\ C\ kg^{-1}, \rightarrow$

$E_{zabsorb.} = 8{,}8 \cdot 10^{-3}\ J\ kg^{-1}$ (0,88 rada, 0,0088 Gy)

Określenie wpływu:

Dawka zaabsorbowana (pochłonięta) – ilość energii pochłonięta na jednostkę masy - D

$$D = \frac{dE_{abs}}{dm}\left[\frac{J}{kg}\right]$$ - grey [Gy],

Kerma [K] (cząstki jonizujące bezpośrednio)

rad

1 rad = 0,01 [J kg^{-1}] = 100 [erg/g],

1 Gy = 100 radów

Moc dawki – Gy · s^{-1}, R/h.

Uwzględnienie różnic skuteczności biologicznej -
– rodzaj promieniowania

Względna skuteczność biologiczna – RBE(Ref. Biol. Ef.)

Dawka RBE [rem] = D [rad] × Q × N

Współczynnik jakości promieniowania Q i równoważnik dawki „H”

H [Sv] = D · Q Sivert 1 Sv = J/kg = 1 Gy · Q.

[Cz. Bobrowski]

Tablica 8.10
Współczynniki jakości promieniowania *Q*

Rodzaj promieniowania	Wartość *Q*
Promieniowanie *X* i *γ*	1
Promieniowanie *β* powyżej 30 keV	1
Cząstki α i protony do 10 MeV	10
Neutrony termiczne	3
Neutrony 1 MeV	10,5
Neutrony 5 MeV	7
Neutrony 10 MeV	6,5

Skuteczny równoważnik dawki H_E

$$H_E\ [Sv] = D \times Q \times N$$

N – współczynnik uwzględniający udział masy tkanek i czułość na uszkodzenia radiacyjne.

Tabele 8.11. [Cz. Bobrowski]

Tablica 8.11
Współczynniki ważone wrażliwości organizmu ludzkiego na promieniowanie

Lp.	Nazwa tkanki	*N*
1.	Gonady	0,25
2.	Pierś (gruczoły mleczne)	0,15
3.	Szpik kostny	0,12
4.	Płuca	0,12
5.	Tarczyca	0,03
6.	Okostna i kości	0,03
7.	Dla łącznej masy pozostałych tkanek (mięśnie, układ trawienny, mózg i reszta)	0,3
	Całe ciało	1

Rozkład pierwiastków w ciele człowieka (jod – tarczyca[4.000 – dawka 1.000x]).
(Płyny ustrojowe T, Na - wszędzie)

$$A = A_0 2^{-t/T_{1/2}} 2^{-t/T_w} = 2^{-\ln 2\, t/T_e}$$

T_w – czas połowicznego biologicznego wydalania substancji promieniotwórczej z organizmu.

T_e – efektywny czas połowicznego zaniku

$$\frac{1}{T_e} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_w}$$

$_1T^3$ – $T_{1/2}$ – 12,3 l, T_w – 19 d.

$_{53}I^{131}$ – $T_{1/2}$ – 8,1 d, $T_{1/2}$ – 120 d.

Oddziaływania i reakcje jądrowe

Odległość 10^{-15}m – dwa jądra lub jądro cz.el. →
przegrupowanie energii, pędu obu reagujących elementów → tworzenie kilku innych cząstek.

Reakcje przebiegające 1 poprzez stadium pośrednie tworzenie jądra złożonego (zgodna z teorią Bohra) i 2 reakcje bezpośrednie.

7. ROZSZCZEPIENIE JĄDER

7.1. Historia odkrycia i najważniejsze własności rozszczepienia

Początek - doświadczenia Fermiego – neutron + N (U) 1934 r.

Obserwacja – n $*T_{1/2}$ → łańcuchy prom.

Tłumaczenie - $^{A}_{92}U + n \rightarrow {}^{A+1}_{92}U \rightarrow \beta + {}_{93}R \rightarrow \beta + {}_{94}R$ itp.

Pod pierwiastkami $_{74}W$ $_{75}Re$ $_{76}Os$ eka ren eka osm.

Własności pierwiastków ~ nie do tych za U lecz przed nim

$_{88}Ra$ i $_{88}Ac$ - Curie i Sawicz oraz Hahn i Strassmann (analogi Ra, Ac)

1938 - $_{56}Ba$ - środek tablicy Mandelejewa – (analog $_{88}Ra$).

Tłumaczenie - niestabilność ciężkich jąder względem zmiany kształtu (Frisch i Meitner)

$$Z_1 + Z_2 = Z_U \qquad A_1 + A_2 = A_U + 1 \approx A_U \qquad (1)$$

Własności procesu rozszczepienia:

1) → wydzielania dużej E

$$Q = \left[M_U - \left(M_1 + M_2\right)\right]c^2 \qquad (2)$$

(3) $M = Zm_p + \left(A - Z\right)m_n - \varepsilon A/c^2$ masa dowolnego jądra

więc z (1) i (2)

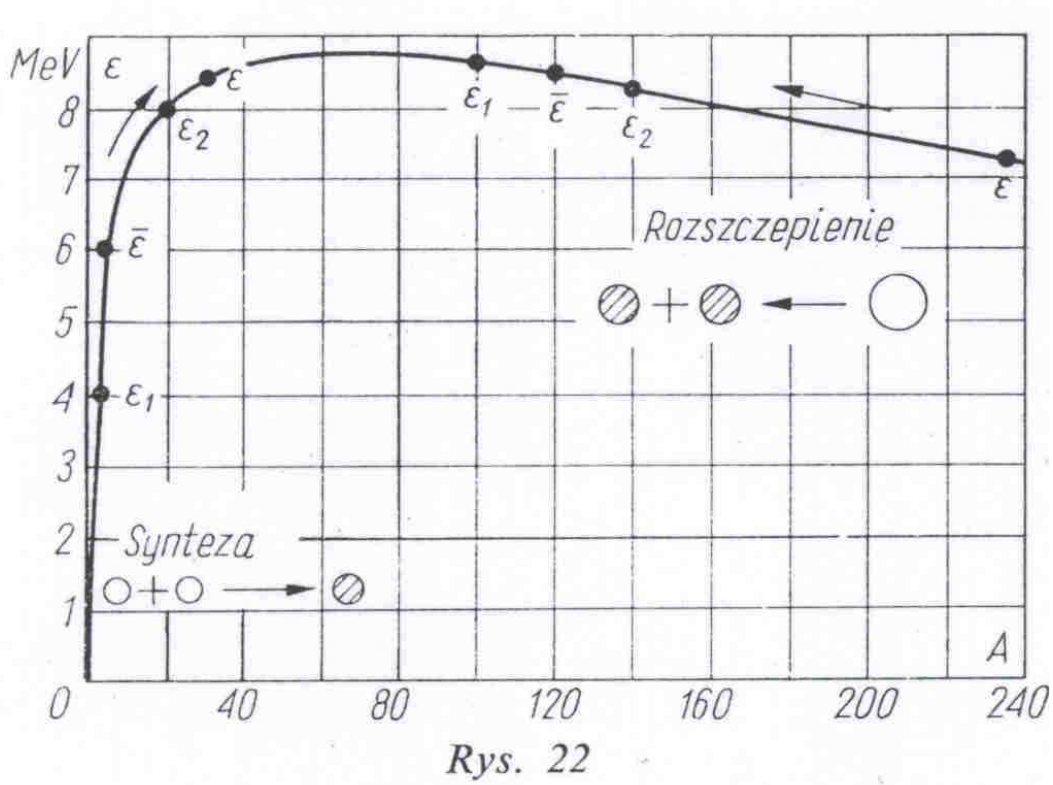
$$Q = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A\left(\bar{\varepsilon} - \varepsilon\right)$$

gdzie:

$\bar{\varepsilon} = \left(\varepsilon_2 A_1 + \varepsilon_2 A_2\right)/A$ średnia E wiązanie fragmentów/nukleon

$\varepsilon_{\text{jądro środka układu}} >$ ok. 0,8 MeV $\varepsilon_{U92} \rightarrow$

$Q = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) \approx 238 \cdot 0{,}8 = 200$ MeV



Rys. 22.

Korzyści energetyczne przemian promienio-twórczych rozszczepie-nia i syntezy.

[K.N. Muchin]

2) Przeważająca część E $\rightarrow E_{kinet.\ fragment.}$.

Energia kulombowska $V_{kul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}$

$$R = r_o A^{1/3} \approx 1{,}4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}\ [m]$$

dla: $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ i $R_1 = R_2$ ($A_1 = A_2 = 238/2 = 119$).

i

$$V_{kul} = \frac{46^2 \left(4{,}8 \cdot 10^{-10}\right)^2}{2 \cdot 1{,}4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{119} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{6}}\ MeV \approx 200\ MeV = Q$$

3) Powstające fragmenty rozszczepienia powinny wykazywać β prom. oraz mogą emitować neutrony, bo:

Jądro	$^{16}_{8}O$	$^{108}_{47}Ag$	$^{137}_{56}Ba$	$^{298}_{92}N$	
N/Z		1,0	1,3	1,45	1,5

ΔE $\rightarrow$ w postaci energii Q_β rozpadu β

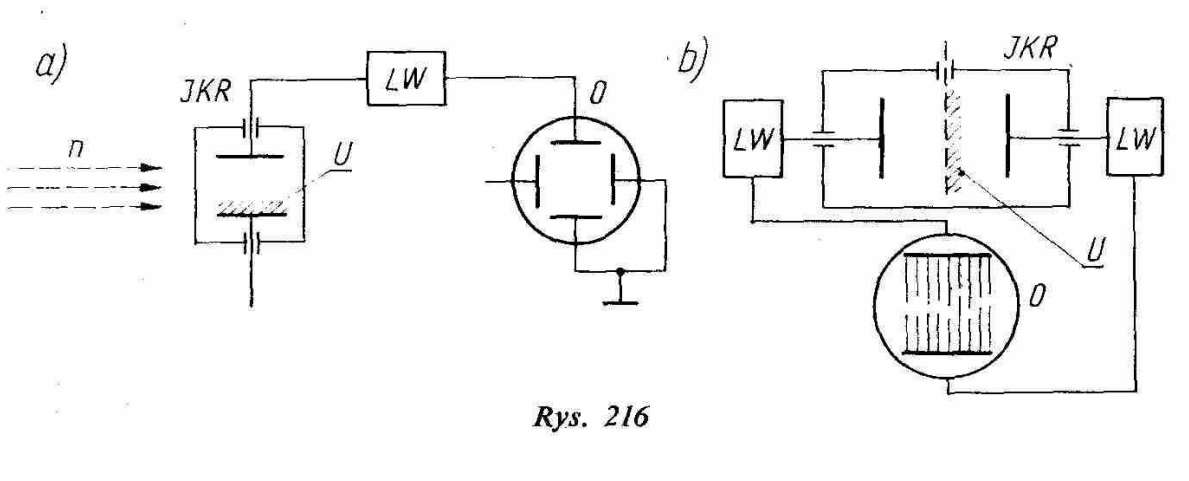
i Q_n energia neutronów fragmentacji (wtórnych).

Wszystkie wł. wykryto w 1939 r w różnych lab.

-.-.-.-

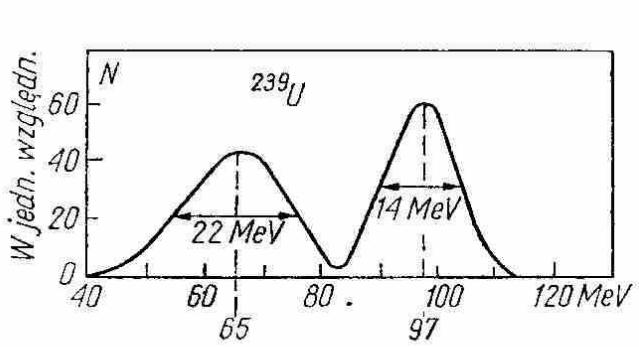
7.2. Pierwsze doświadczenia poświęcone badaniu rozszczepienia

7.2.1. „I" - Pomiar E_k fragmentów rozszczepienia

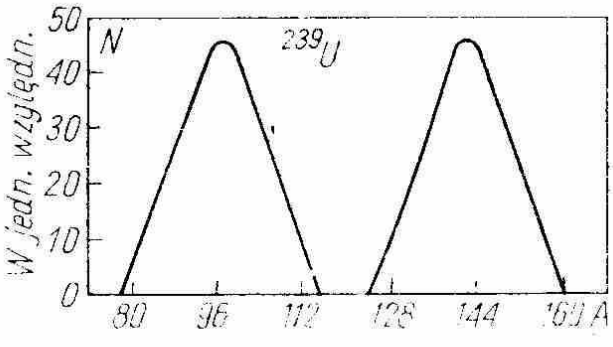


Rys. 216

Rys. 216 a - Jonizacyjna Komora Rozszczepień,
b – podwójna JKR (1940r.) [K.N. Muchin]

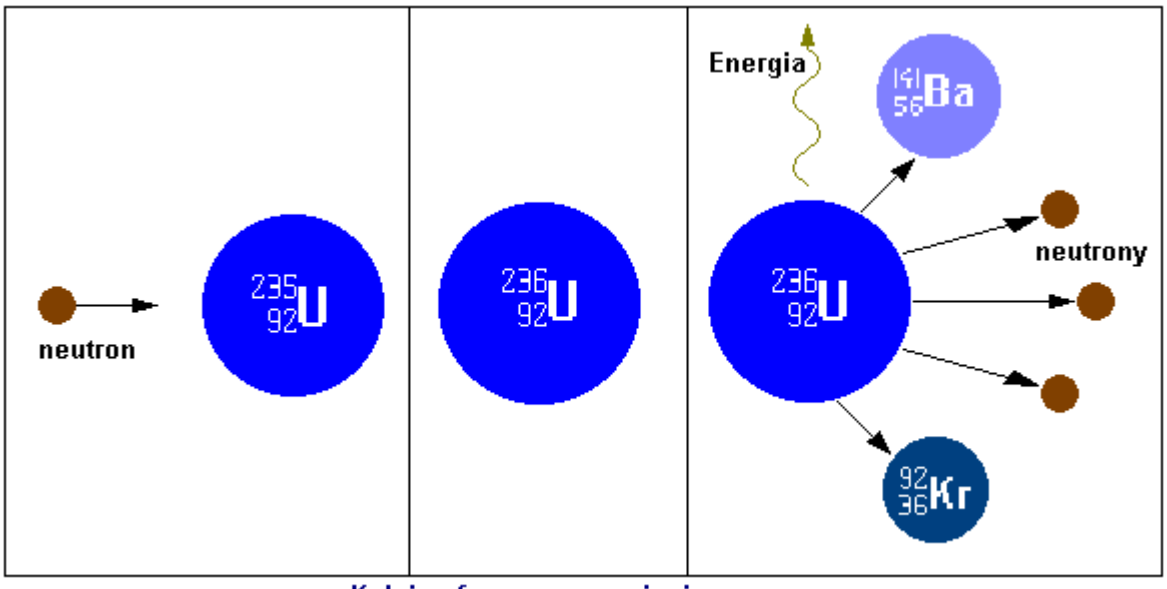


Rys. 217



Rys. 218

Rys. 217, 218. Rezultaty pomiarów impulsów jonizacyjnych dwóch fragmentów powstających podczas rozszczepienia jądra. [K.N. Muchin]



Kolejne fazy rozszczepiania uranu

Internet.

Wykrycie - $_{90}$Th i $_{91}$Pa.

Otoczenie źródła neutronów i komory parafiną ↑rozszczepienia U

nie wpływa na Th i Pa →

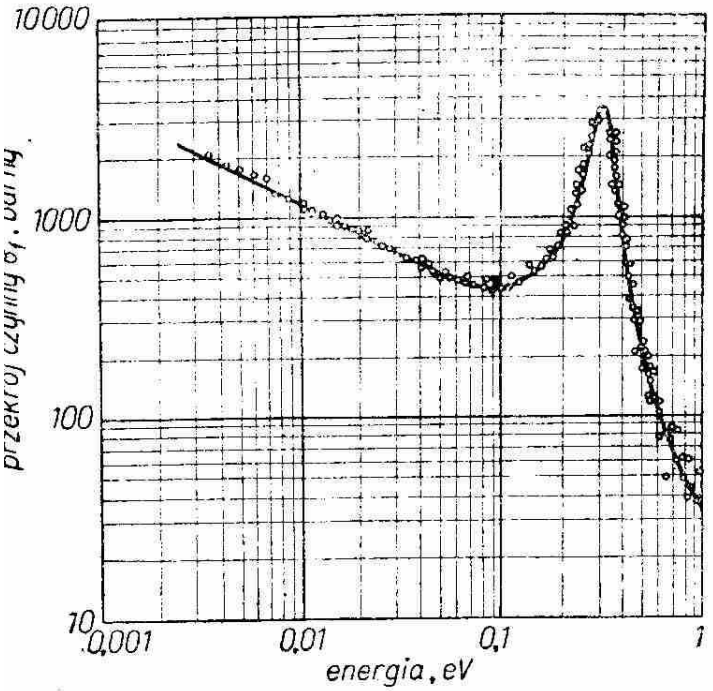
U - rozszczepiony przez szybkie i termiczne,

natomiast Th i Pa - tylko szybkie (1 MeV).

Po rozdzieleniu U ⇒ ^{235}U i ^{238}U

$n_{termiczne}$ $n_{szybkie}$ E ≈ 1 MeV.

Również U^{233}, Pu^{239}, Am^{242}.(0,0253 eV – 2200 [m/s])



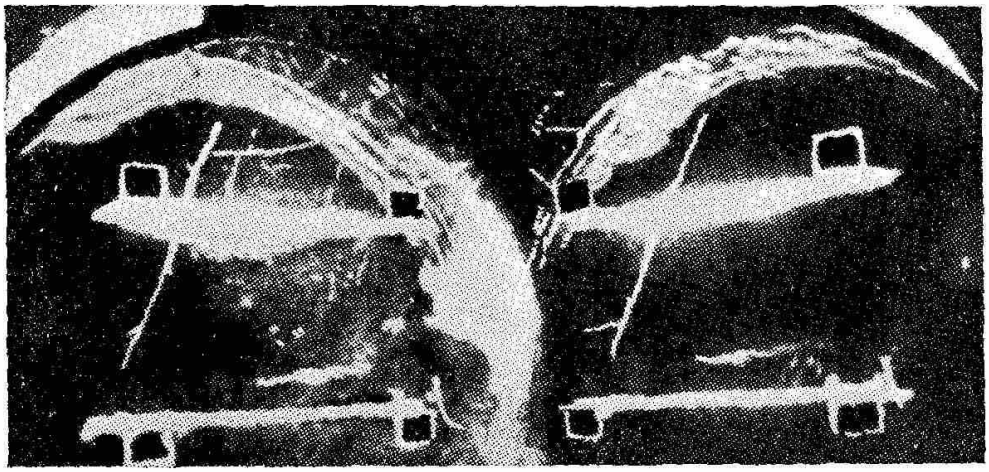
Rys. 457. Przekrój czynny na rozszczepienie σ_f nuklidu Pu^{239} neutronami w zależności od ich energii

Rys. 457 [Sz. Szczeniowski]

7.2.2. II - Doświadczenie,

Obserwacja śladowa fragmentów

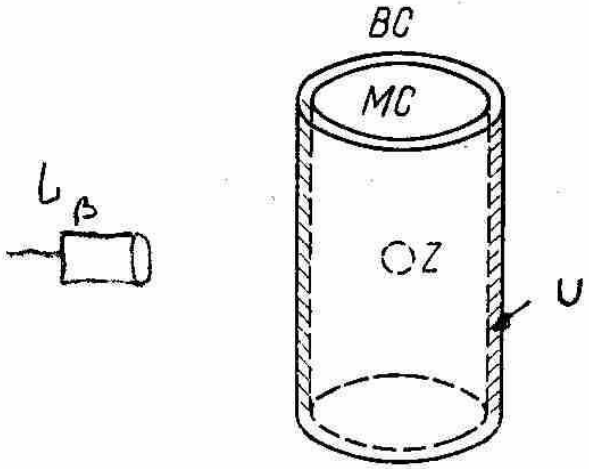
Komora Wilsona z cienką warstwą U



55. Stereoskopowa fotografia rozszczepienia jądra uranu w komorze
[Corson D. R., Thornton R. L., Phys. Rev., 55, 509, 1939]

Rys. 455. [Sz. Szczczeniowski]

3. III - Doświadczenie.

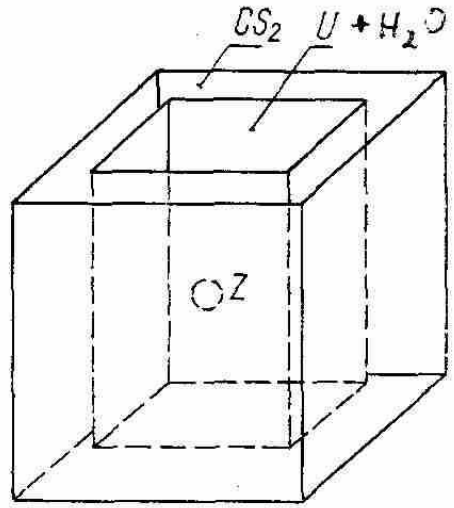


Rys. 219

Rys. 219. Rejestracja cząstek β - Z źródło n - Fryderyk J. Curie

[K.N. Muchin].

4. IV - Doświadczenie:
F. Joliot-Curie (1939r).



Rys. 220

Rys. 220. Neutrony wtórne - wykrycie; wodny roztwór soli U + źr - (γ - Ba + Be) → fotoneutron

Dośw. 4. ε_{fn} - 0,11 MeV

$$^{32}_{16}S + n \rightarrow ^{32}_{15}P + p \qquad T_n > 0{,}95 \text{ MeV}$$

$P \rightarrow \beta$

7.3. MOŻLIWOŚCI WYKORZYSTANIA ENERGII ROZSZCZEPIENIA

Łańcuchowa reakcja rozszczepienia

Rozmnożenie neutronów

Energia jądrowa

Neutrony wtórne i ich liczba ν /akt rozszczepienia

Teoria reakcji łańcuchowej - Zeldowicz, Chariton 1939 r. $k \geq 1$

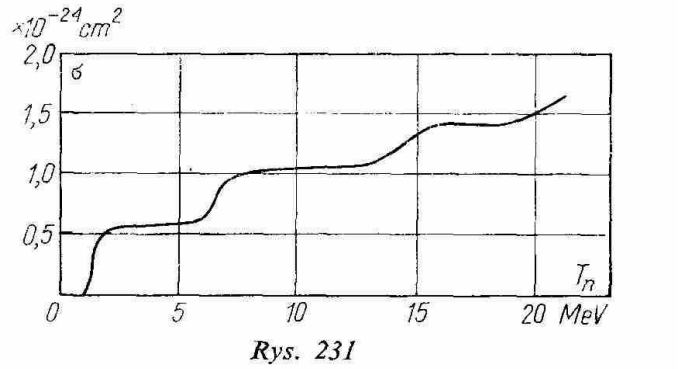
Współczynnik rozmnażania neutronów $k \geq 1$,

$k = 1$ moc reakcji łańcuchowej stała

Rozmiary krytyczne i masa krytyczna $\frac{S}{V} \uparrow \quad V \downarrow$

Wykorzystanie reflektora do zmniejszenia rozmiarów krytycznych.

PRZEKRÓJ CZYNNY NA ROZSZCZEPIENIU I PRAKTYCZ-NA REALIZACJA ŁAŃCUCHOWEJ REAKCJI JĄDROWEJ

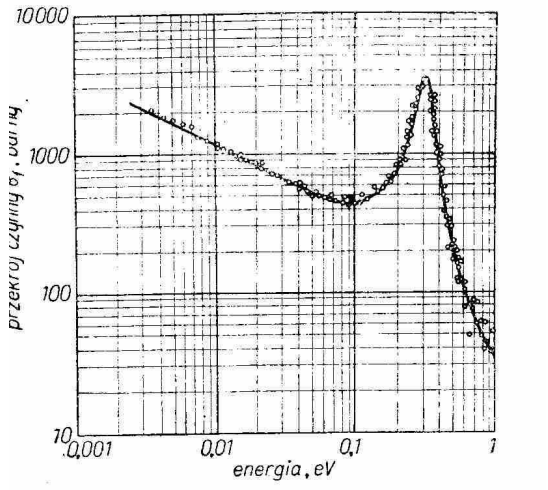


Rys. 231

Rys. 231. [K.N. Muchin].

Przekrój czynny na rozszczepienie $_{92}U^{238}$ (T= 1 MeV) tak samo $_{91}Pa$ i $_{90}Th$ wynosi on $\delta_f = 0{,}5 \times 10^{-24}$ cm^2. Zależność przekroju czynnego na rozszczepienie $_{92}U^{238}$ od T_n.

Inne procesy (wychwyt radiacyjny, rozpraszanie niesprężyste) - 4 x większe.



Rys. 457. Przekrój czynny na rozszczepienie σ_f nuklidu Pu^{239} neutronami w zależności od ich energii

$$^{238}_{92}U(n,\gamma)^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}Pu$$

[Sz. Szczeniowski]

ROZSZCZEPIENIE SPONTANICZNE

Współczynnik przenikalności przez barierę

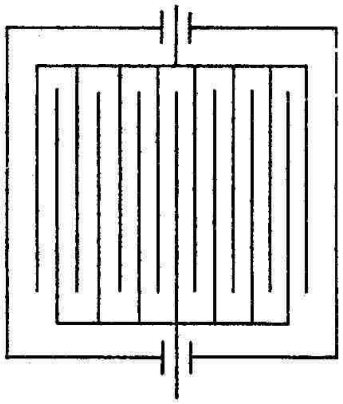
$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2MW_f}\,d\right)$$

M - masa

W_f - wys. bar.

d - szer. bar. = r_f

Dzięki efektowi tunelowemu - $T_{1/2} \approx 10^{20}$ lat.

Rys. 244. [K.N. Muchin]. Dośw. 1940 r. Florow i Pietrzak –Kurczatow – UO. S ~10^3 cm^2. 6_{imp}/h - wielkość i kształt – rozszczepienie.	 *Rys. 244*

$\tau - 4 \pm 1 \cdot 10^{16}$l wg aktualnych danych $0{,}8 \cdot 10^{16}$l.

Istnienie również - Th do 104.

7.5.1. ROZSZCZEPIENIE JĄDER PRZEZ SZYBKIE CZĄSTKI I JEGO CECHY SZCZEGÓLNE.

ASYMETRIA ROZSZCZEPIENIA.

Możliwość rozszczepienia:

$W > W_f$ bariera rozszczepienia

$W_f = 0$ dla $\frac{Z^2}{A} = 49$

W_f porównywalna z E wiązania n dla $\frac{Z^2}{A} \approx 35 \div 36$ Z(90 - 92)

W_f $\uparrow$ szybko gdy $\frac{Z^2}{A} \downarrow$

$W = \varepsilon_n + [A/(A+1)]T_n > W_f$; dla E_{prog} –

e_n – energia wiązania n w jądrze; T_n – energia kinetyczna n.

$$W = \varepsilon_n + \frac{A}{A+1}(T_n)_{min}$$

uproszczenie dla γ

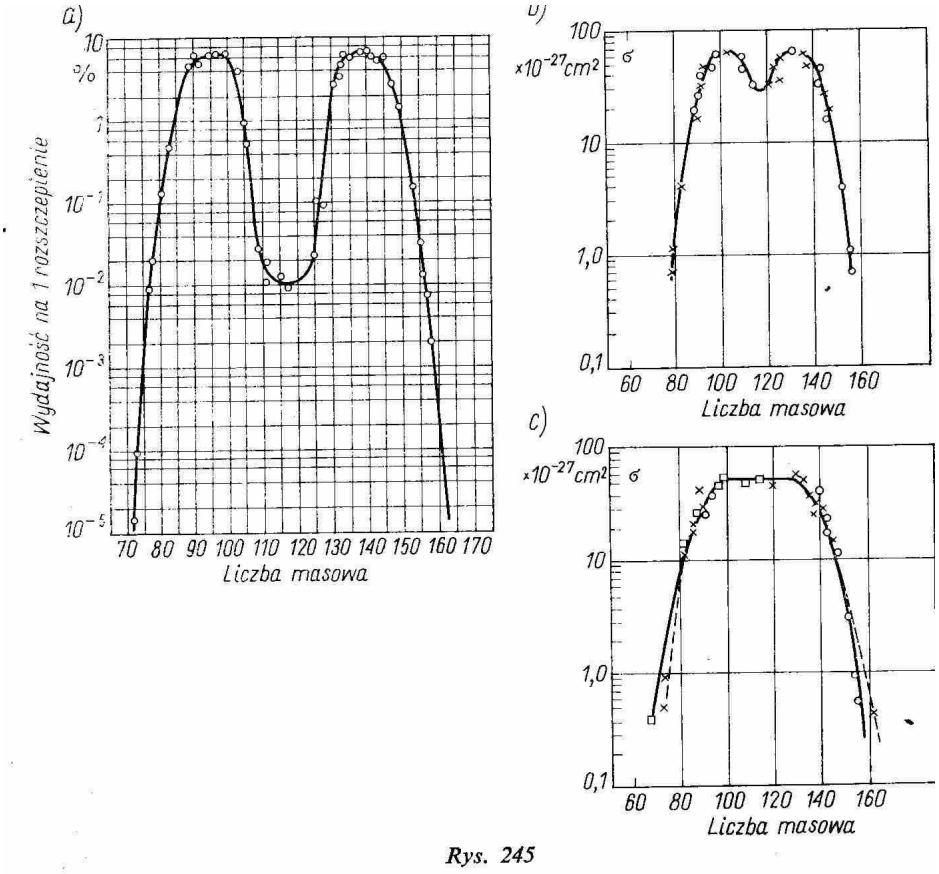
$W \approx E_\gamma > W_f$ $W_f \approx (E_\gamma)_{min}$

Można ją określić badając rozszczepienie jąder przez cząstki szybkie lub kwanty γ o dużej energii

$W_f(U) \approx 6 \div 7$ MeV $W_f(Bi) \approx 25$ $W_f(Pb) \approx 35$

$W_f(Au) \approx 55$MeV

Asymetria rozszczepienia - cząstki o niezbyt dużej E,
E $\uparrow$ symetryzacja:



Rys. 245

p 32 MeV

Rys. 245. [K.N. Muchin].

Rozszczepienie asymetryczne obserwowane podczas rozszczepienia wymuszonego.

p 150 MeV

Rys. 245 a, (600x)b – p 32 MeV (300x)c – p 150 MeV (1)

Wpływ efektów powłokowych na proces formowania fragmentów.

144 n

$^{236}_{92}U$ $\qquad\qquad$ $^{235}_{92}U + n \rightarrow {}^{236}_{92}U \rightarrow (A_l, Z_l) + (A_c, Z_c)$

92 p

82 i 50 neutronów

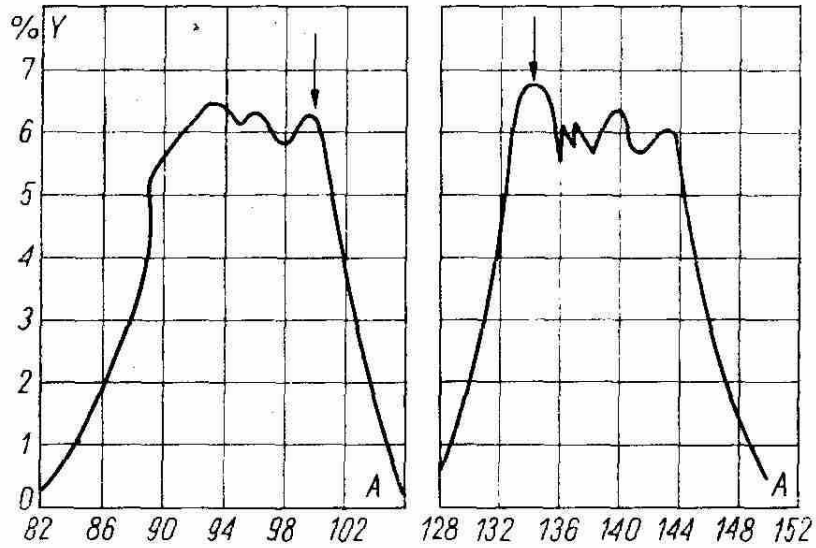
pozostałych 12 neutronów dzieli się równo między fragmenty

N 82 + 6 = 88 $\qquad$ 50 + 6 = 66

przyjmując stosunek $\frac{n}{p}$ jak w U:

Z $\qquad$ 54 ÷ 56 $\qquad\qquad$ 36 ÷ 38

A $\qquad$ 142 ÷ 144 $\qquad$ 92 ÷ 94 $\qquad$ $A_1/A_2 = 2/3$



Rys. 246

$^{234}U_{92} - {}^{252}Cf_{98}$.

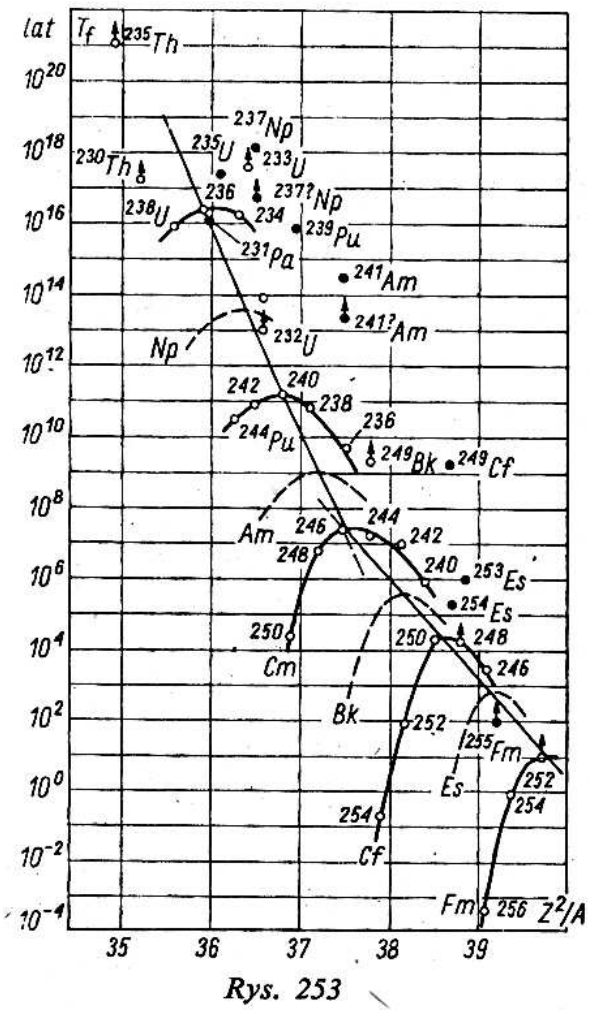
82n - 50p

[K.N. Muchin].

Struktura subtelna spowodowana efektami powłokowymi $^{234}U_{92} - {}^{252}Cf_{98}$.

Teorii ilościowej nie ma.

Dla jąder pp –



Rys. 253

[K.N. Muchin].

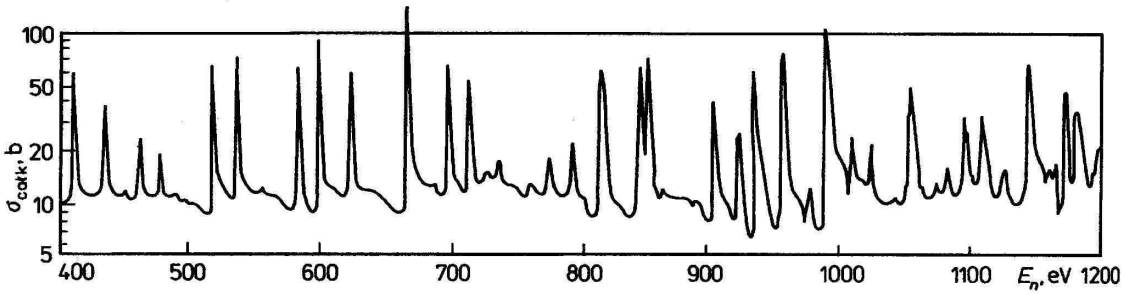
$$\ln(T_{1/2\ sp}) = a - b\ Z^2/A.$$

Rys. 253. (Muchin)
Zależności ($T_{1/2\ sp}$) dla szeregu jąder najcięższych i ich izotopów.

Teoria Bohra reakcji jądrowych

Jądro złożone

Rys. 4.4. [W. Szczepański]



Rys. 4.4. Krzywa wzbudzenia (całkowity przekrój czynny) dla reakcji wychwytu neutronów przez jądra ^{238}U

Wąskie poziomy energetyczne $\Gamma \approx 0{,}1$ eV $\rightarrow \Delta E\ \Delta t \approx \hbar \rightarrow$ czas życia - $\tau = \hbar/\Gamma \approx 10^{-14}$ s

Czas przelotu n przez jądro -

$$\Delta t = R_j/v_n \approx (1{,}25 \cdot 10^{-14}/10^3)\ s = 10^{-17} s\ (10^{-22} s)$$

$$\tau >> \Delta t$$

Dwa etapy reakcji jądrowej – jądro złożone (pośrednie)!

$$\sigma(x, y) = \sigma(x) \cdot P(y)$$

gdzie:

$\sigma(x, y)$ – przekrój czynny na absorpcję cząstki padającej x, $P(y)$ - czynnik określający pawdopodobieństwo rozpadu jądra złożonego.

\+ Rozpad izotropowy.

10. REAKCJA ODDZIAŁYWANIA BEZPOŚREDNIEGO

10.1. OGÓLNA CHARAKTERYSTYKA PROCESÓW ODDZIAŁYWANIA BEZPOŚREDNIEGO

Wyniki przeczące hipotezie Bohra – powstanie jądra złożonego.

Rozkłady niesymetryczne - Widma nie-makswellowskie.

14.01.2013

Szczególnie z uczestnictwem deuteronów (inne fw i rozkłady)

1) $^{14}_{7}N(n,\alpha)^{11}_{6}B$ $^{14}_{7}N(n,p)^{14}_{6}C$ 2)

$w_1 = 30w_2$ w_2

1) i 2) powstaje $^{15}_{7}N$ - zgodnie z teorią Bohra.

Wydajności $\frac{w_1}{w_2} \approx 30$ dla n(2 ÷ 4 MeV).

Wynik sprzeczny z teorią Bohra

prawdopodobieństwo

emisji N przez wzbudzone jądra jest największe.

Wniosek:

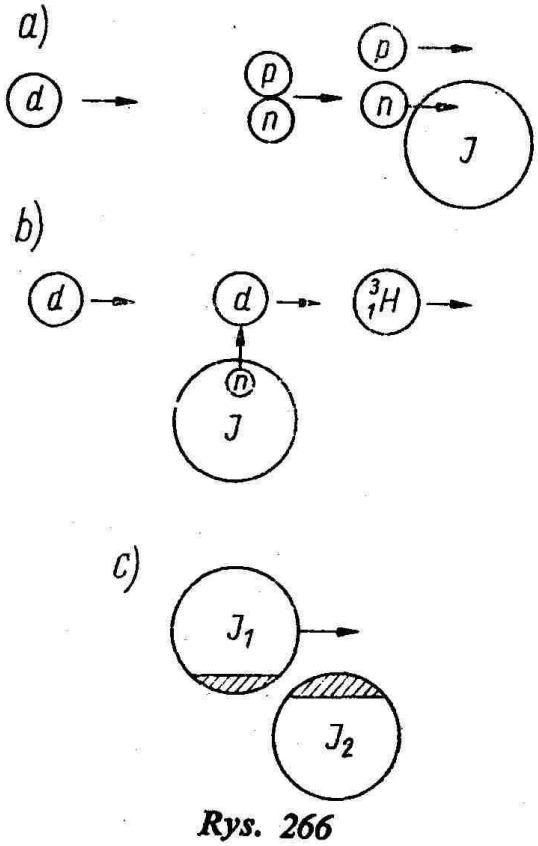
reakcje mogą zachodzić nie tylko przez stadium utworzenia jądra złożonego, lecz i w inny sposób.

Inny model reakcji –

model bezpośredniego oddział. jądrowego.

Przekazanie: 1 lub kilku nukleonów przez jedno jądro drugiemu

$\tau \approx 10^{-23}$s



Rys. 266

Rys. 266. [K.N. Muchin].

Reakcje częściowego przenikania D do jądra (przenie-sienie nukleonu).

a) reakcja strippingu (zdarcia)

b) reakcja pick-up (wychwytu)

c) bombardowanie ciężkimi jądra-mi (Ar_{18}, Kr_{36}) - procesy przeka-zywania nukleonów mogą być bardzo różnorodne, np. rys. 266 c.

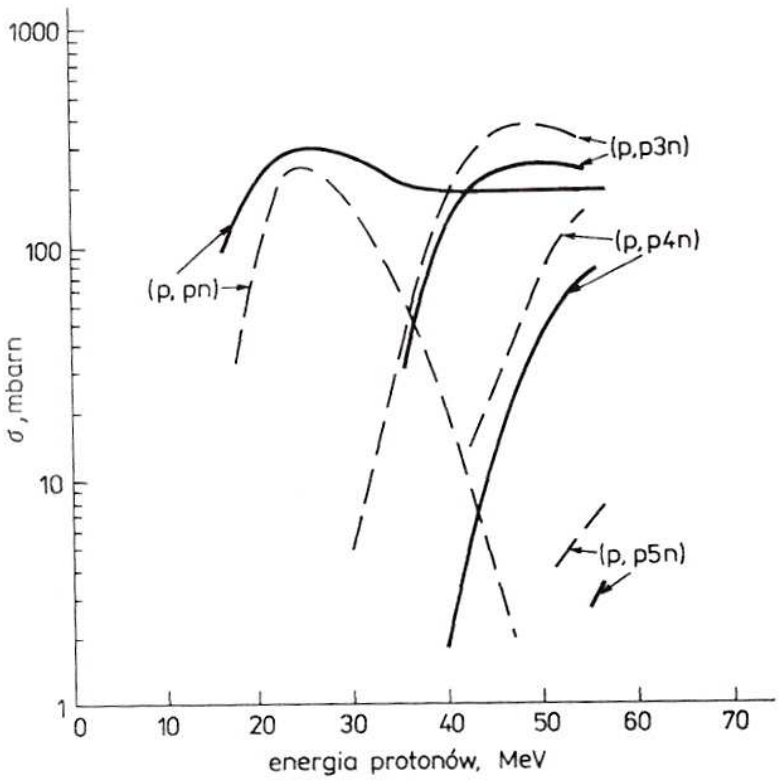
E ↑ złożoność reakcji przekazu ↑. $^{16}_{8}O \rightarrow ^{13}_{7}N$, $^{11}_{6}C$

Wybicie nukleonu:

$^{7}Li_3 + {}^{1}H_1 \rightarrow {}^{6}Li_3 + {}^{1}H_1 + {}^{1}n_0$.

$^{9}Be_4 + {}^{1}H_1 \rightarrow {}^{8}Be_4 + {}^{1}H_1 + {}^{1}n_0$.

C(p,pn); K(p,pn).



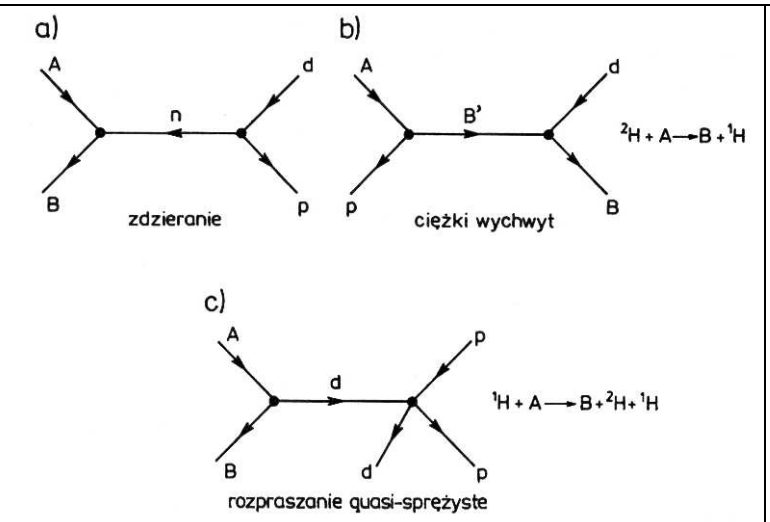
Rys. 4.7. (W. Szymański)

Funkcje wzbudzenia (linie ciągłe) i krzywe teoretyczne (przerywa-ne) dla reakcji wybicia (knock-on):

$^{71}Ga_{31}$ (p, pxn)

$^{1}H + {}^{71}Ga \rightarrow {}^{70}Ga + {}^{1}H + {}_{0}n$

Diagramy Feynmana reakcji oddziaływania bezpośredniego.



Rys. 4.8. (W. Szymański)

a) proces stripping d, p. proces O-P

b) ciężki wychwyt:

(d, p) bez zdzierania

c) process wybicia:

(p, pd)

10.2. PROCES CZĘŚCIOWEGO PRZENIKANIA d do jądra

Energia wiązania D - $\Delta W_D = 2{,}22$ MeV

E wiązania D w jądrze złożonym

$$\varepsilon_D = 14 \text{ MeV} > \varepsilon_n, \varepsilon_p, \varepsilon_\alpha \approx 8 \text{ MeV} \qquad W = \varepsilon_D + T_D = 14 \text{ MeV} + T_D.$$

Reakcje (d, p), (d, n), (d, α) dla jąder o Z < 60 - duża wydajność (Y), Q > 0.

$$^2H_1 + {}^2H_1 \rightarrow \begin{cases} {}^3He_2 + n & Q = 3{,}25\ MeV \\ {}^3H_1 + p & Q = 4{,}03\ MeV \end{cases}$$

$$^2H_1 + {}^3H_1 \rightarrow {}^4He_2 + n \qquad 17{,}6\ MeV$$

Reakcje tworzenia sztucznych pierwiastków promieniotwórczych:

$$^{10}_{5}B(d,n)^{11}_{6}C; \qquad ^{11}_{6}C \xrightarrow{\beta^+} {}^{11}_{5}B$$

$$^{31}_{15}P(d,p)^{32}_{15}P; \qquad ^{32}_{15}C \xrightarrow{\beta^-} {}^{32}_{16}S$$

$$\frac{Y(d,p)}{Y(d,n)} \approx 1 \qquad \text{dla } Z < 60 \text{ dla } E_D < W_B$$

a 4 ÷ 5 dla Z > 60 + anizotropia produktów –

ruch → w kierunku D.

Dla jądra złożonego $\frac{Y(d,p)}{Y(d,n)} < 1$, izotropowy rozkład kątowy.

1935 Oppenheimer i Phillips - mechanizm niepełnego przenikania deuteronu do jądra - proces O.-Ph.

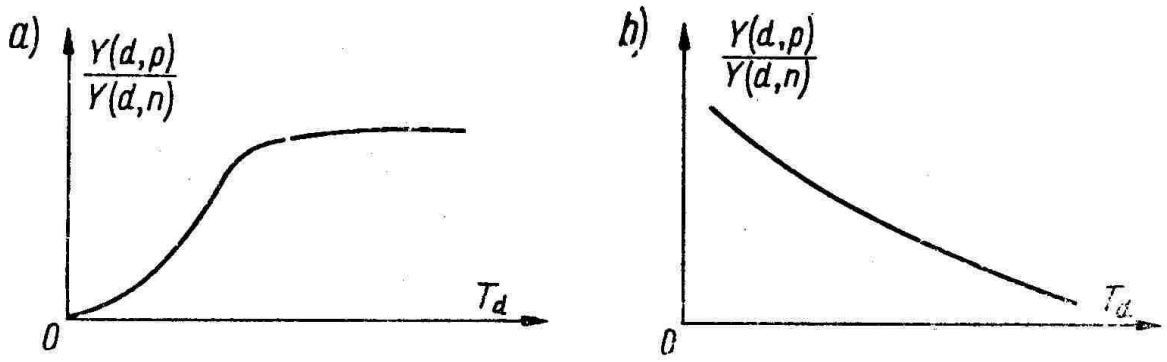
Polaryzacja deuteronu i tylko dla $B_{kul} > \Delta W\left(^2_1H\right)$ - rozerwanie deuteronu - Oczywista anizotropia.

Reakcje: 1) z tworzeniem jądra (Bohr),

2) mechanizm niepełnego przenikania d do jądra.

Sposób określania dominującego mechanizmu reakcji – $\frac{Y(d,p)}{Y(d,n)}$

[K.N. Muchin].



Rys. 268

Bohr Niepełne przenikanie D do jądra

10.3. REAKCJA STRIPPINGU DLA $T_d >> B_{kul}$

1947 Helmholtz – jeden N oddziałuje - drugi nie.

- - - - - -

11. REAKCJE FOTOJĄDROWE

(γ, n), (γ, p) i (γ, α) - $E_\gamma > \varepsilon_n(\varepsilon_p , \varepsilon_\alpha)$

1934 r. - Chadwick i Goldhaber

(ThC"-$^{208}Tl_{81}$) $\gamma + {}^2_1H \rightarrow n + p$ $E_p = 0{,}2$

E_γ (2,62 MeV) fotodysocjacja deutronu $E_n = 0{,}2$

$$\Delta W(^2H_1) = (2.62 - 2 \cdot 0.2)\ \text{MeV} = 2.22\ \text{MeV}$$

Inna reakcja z naturalnych γ

$\gamma + {}^9_4Be \rightarrow {}^8_4Be + n$ ${}^8_4Be \rightarrow 2{}^4_2Ne$; $E_\gamma = 1.78$ MeV (RaC')

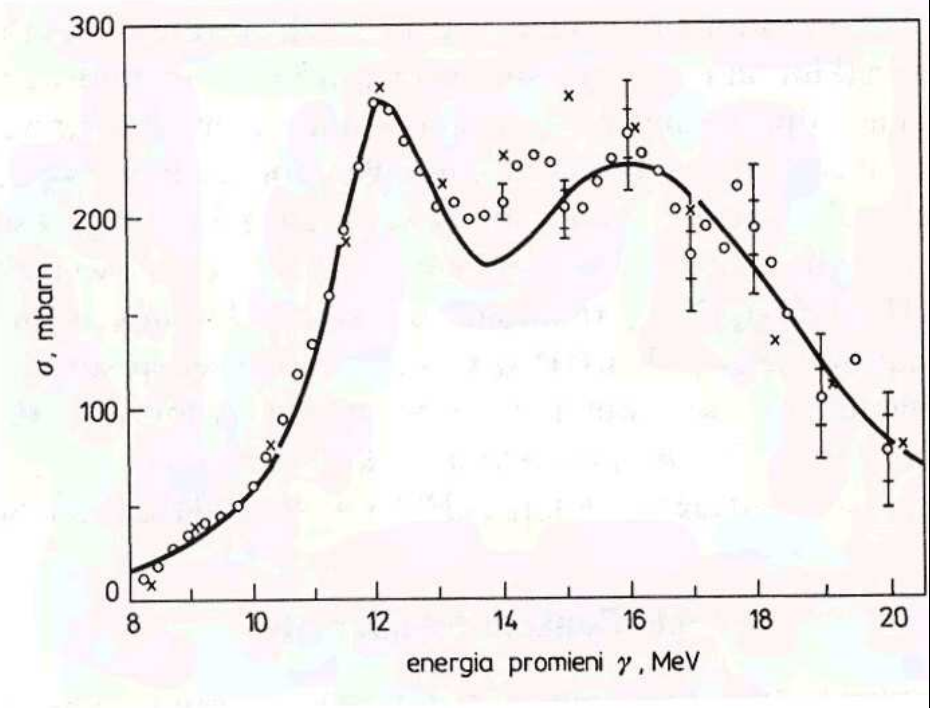
$^{214}Po_{84}$

sztuczne: $_5B^{11}(p, \gamma)_2C^{12}$;

E - 11,67; 16,1 MeV

$p + {}^{19}F_9 \rightarrow {}^{16}O_8 + {}^4He_2$ ${}^{16}O_8{}^* \rightarrow {}^{16}O_8 + \gamma$;

$E_\gamma = 6.13$ MeV



Rys. 4.11.
(W. Szymański)

Gigantyczny rezonans holmu. Zbiorowe oscylacje wszystkich neutronów w stosunku do wszystkich protonów

11.2. BEZPOŚREDNIE WYBIJANIE PROTONÓW PRZEZ KWANTY γ

Najważniejsze reakcje (γ, n i γ, p) - $\sigma_{abs\,\gamma}\uparrow$ dla $Z\uparrow$

Dla A > 100 rozkład kątowy produktów reakcji →

izotropowy dla n i p powolnych

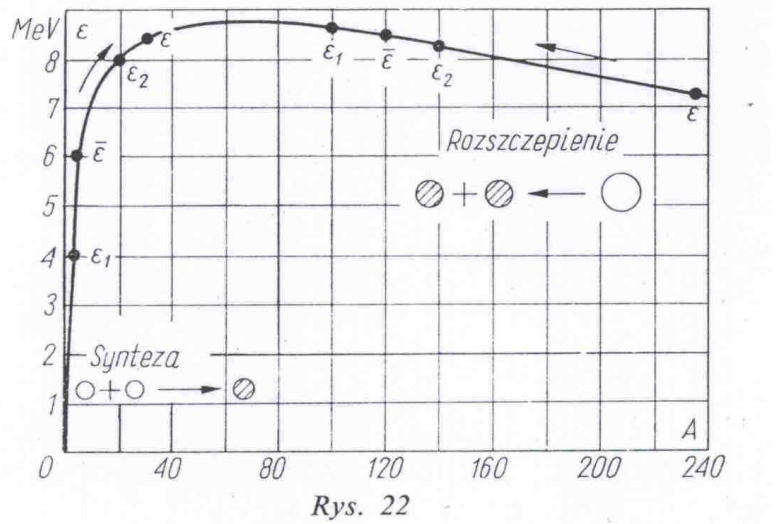
anizotropowy dla p szybkich a $\frac{Y(\gamma,n)}{Y(\gamma,p)} \approx 10^{-2}$ (teoret. $10^{-3(4)}$)

(Y – wydajność reakcji)

BEZPOŚREDNIE WYBIJANIE protonów znajdujących się przy pow. jądra i wylot jego zanim jego energia zostanie przekazana innym nukleonom.

$$T_{p_{max}} = E_\gamma - \varepsilon_p$$

Reakcje termojądrowe



Rys. 22

Rys. 22. [K.N. Muchin]

Korzyści energetyczne przemian promieniotwórczych rozszczepienia

i syntezy.

Synteza jądrowa

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_N}$$

gdzie: r_N – zasięg działania sił jądrowych = $2*10^{-15}$m.

E = 0,35 MeV – $2*10^9$ K.

$$^2_1\mathrm{d} + ^3_1\mathrm{H} \rightarrow ^4_2\mathrm{He} + ^1_0\mathrm{n} + 17{,}6\ \mathrm{MeV} \rightarrow 3{,}5\mathrm{MeV/nukleon}$$

Rozszczepienie – 0,84 MeV (200/238)

SŁOŃCE ($15 – 20 \times 10^6$ K, powierzchnia 5.500 ^oC)

Cykl protonowo-protonowy (15 mld lat)

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu,$$
$$d + p \rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + \gamma.$$

Cykl Bethego (węglowo-azotowy) (50 mln lat):

$$^{12}_6\mathrm{C} + ^1_1\mathrm{p} \rightarrow ^{13}_7\mathrm{N} + \gamma,$$
$$^{13}_7\mathrm{N} \rightarrow ^{13}_6\mathrm{C} + e^+ + \nu,$$
$$^{13}_6\mathrm{C} + ^1_1\mathrm{p} \rightarrow ^{14}_7\mathrm{N} + \gamma,$$
$$^{14}_7\mathrm{N} + ^1_1\mathrm{p} \rightarrow ^{15}_8\mathrm{O} + \gamma,$$
$$^{15}_8\mathrm{O} \rightarrow ^{15}_7\mathrm{N} + e^+ + \nu,$$

$$^{15}_{7}\mathrm{N} + ^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{4}_{2}\mathrm{He}.$$

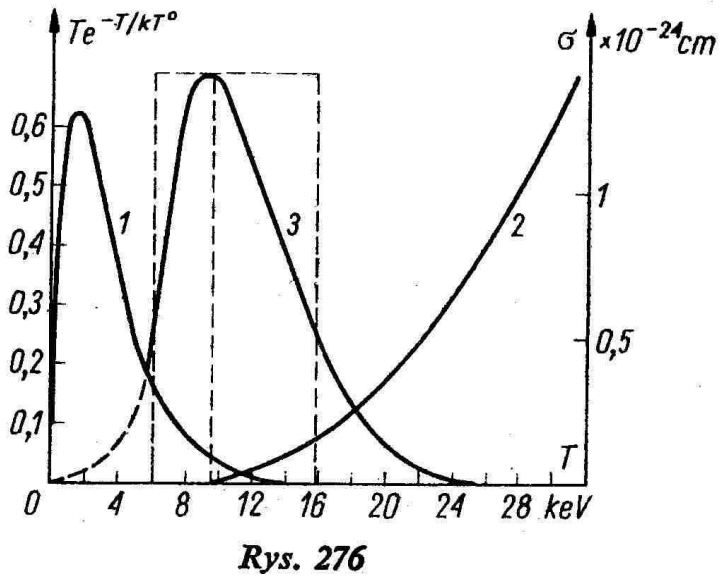
W warunkach ziemskich:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow \begin{cases} ^{3}_{1}\mathrm{He} + ^{1}_{0}\mathrm{n} & Q = 3{,}25\ \mathrm{MeV} \\ ^{3}_{1}\mathrm{He} + ^{1}_{1}\mathrm{p} & Q = 4{,}03\ \mathrm{MeV} \end{cases}$$

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow ^{4}_{2}\mathrm{He} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \quad Q = 17{,}6\ \mathrm{MeV}$$

Uzyskanie $E_n = 0{,}1$ MeV $\rightarrow T^9$ K ($50 \times T_{słońca}$), (dla reakcji D - D)

Dla słońca – 1,5 – 2 keV.



Rys. 276

(

1 – strumień cząstek w

$T = 20 \times 10^6$ K,

2 – przekrój czynny na oddziaływanie.

3 – wydajność reakcji.

K.N. Muchin)

Problem kontrolowanej syntezy termojądrowej

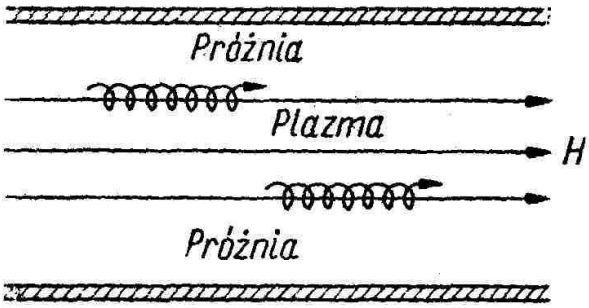
$T \sim 10^8 - 10^9$ K, $\rho \sim 10^{14} - 10^{16}$ cząstek/cm^3. (D, T)

Dla reakcji T + D:

$$n\tau = 10^{14}\ (\text{cząstek} \cdot \text{s})/\text{cm}^3, \qquad T = 10^8\ \text{K}.$$

1. Długotrwałe ($t > 0.1$s) nagrzewanie gęstej ($n > 10^{15}$) plazmy.
2. Szybkie ($\tau \sim 10^{-9}$s) nagrzewanie plazmy o małej V i dużej ρ.

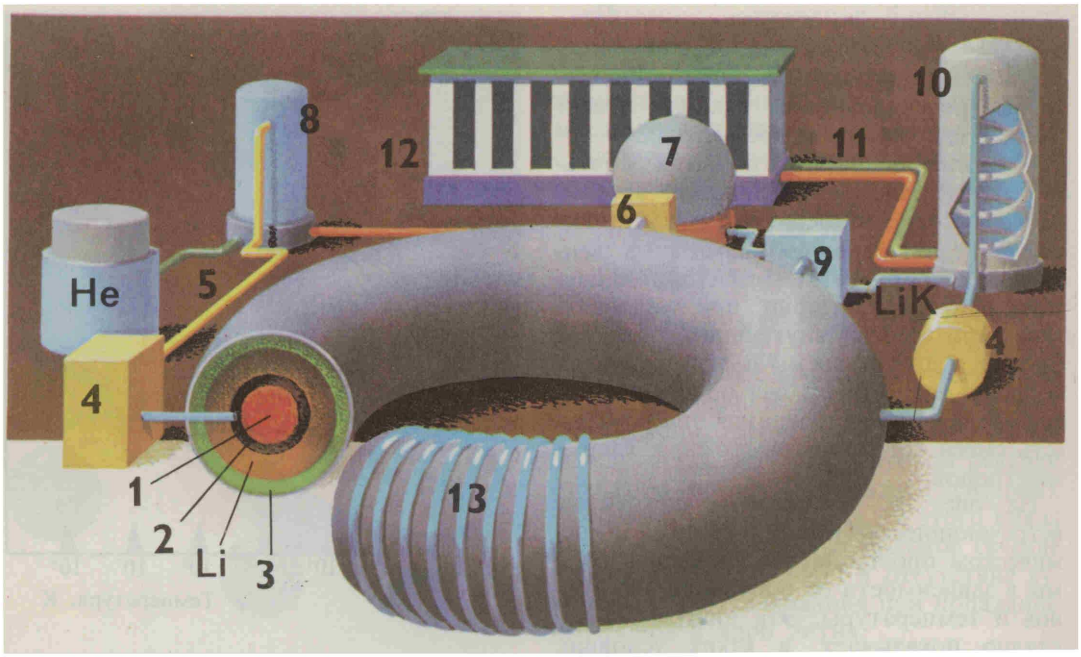
Utrzymanie plazmy: pułapka magnetyczna. Niestabilność plazmy.



Rys. 278

K.N. Muchin)

Widok doświadczalnego reaktora termojądrowego. [Г. Линднер[.



„tokamak”- тороидальная камера с магнитной катушкой

Tokamak 3 – $n\tau \approx 3\ 10^{11}$ [cząstek s/cm^3]; $T \approx 3\ 10^6$ K, n.

Tokamak 4 - $n\tau \approx 6\ 10^{11}$ [cząstek s/cm^3]; $T \approx 4\ 10^6$ K.

Tokamak 10 - $n\tau \approx 3\ 10^{13}$ [cząstek s/cm^3]; $T \approx 2\ 10^7$ K.

Lasery do tworzenia plazmy.

Literatura

1. K.N. Muchin, Doświadczalna Fizyka Jądrowa I T, WNT W-wa 1978.
2. Sz. Szczeniowski, Fizyka doświadczalna, Jądrowa.
3. Sz. Szczeniowski, Fizyka doświadczalna, Elektryczność.
4. A. Strzałkowski, Wstęp do fizyki jądra atomowego.
5. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Podstawy Fizyki, T5, PWN, W-wa 2003.
6. I.W. Sawieliew, Wykłady z Fizyki III, WNT, W-wa 1994
7. Cz. Bobrowski, Fizyka, krótki kurs, WNT, W-wa 1998.
8. W. Szymański, Chemia Jądrowa, PWN, W-wa 1996.
9. P.A.Tipler, Fizyka Współczesna, W-wa, PWN 2011
10. E. Skrzypczak, Z. Szefliński, Wstęp do Fizyki Jądra Atomowego i cząstek Elementarnych. PWN 2012.
11. V. Acosta at all., Podstawy Fizyki Współczesnej, PWN 1981.
12. B.R. Martin, Nuclear and Particle Physics, Wiley 2009.
13. Г. Линднер, Картины современной физики, Издательство МИР 1977.
14. Encyklopedia Fizyki Współczesnej PWN, W-Wa 1983.
15. E.M. Rogers, Fizyka Jądrowa i Atomowa, PWN, 1981.