

Stabilitate și instabilitate nucleară

- nucleu atomic  $A = m. de masă = nr. de nucleoni$   
 $Z = nr. atomic = nr. de protoni$   
 $N = nr. nucleoni = A - Z$

$A_1 = A_2 = \dots = A_n = \text{izotopi}$   
 $Z_1 = Z_2 = \dots = Z_n = \text{izotoni}$   
 $N_1 = N_2 = \dots = N_n = \text{izotoni}$

Izotopi - propr. fizice similare  $\Rightarrow$  exceptie izotopi H:  ${}^1_1\text{H}$ ;  ${}^2_1\text{H} \equiv \text{D}$ ;  ${}^3_1\text{H} \equiv \text{T}$   
 deuteron triton

\* circa 2500 izotopi  $\left\{ \begin{array}{l} 300 \text{ stabili} \\ 2000 \text{ create artificial - instabile} \end{array} \right.$

\*  $Z \leq 107 \Rightarrow$  nuclee cu  $Z > 83 \Rightarrow$  radioactive

$Z = 0 \Rightarrow$  radioactiv ( ${}^0_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \bar{\nu}$ )

$Z = 43$  (Technetiu)

$Z = 61$  (Prometiu)  $\Rightarrow$  numai în st. radioactivă

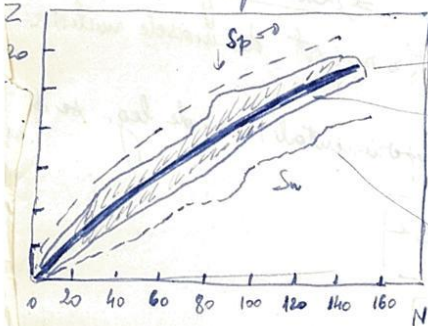
\*  $A \in [1; 261] \Rightarrow$  nu există nuclee stabile cu  $A = 5, 8; A \geq 210$ .

majoritatea elementelor chimice au mai mulți izotopi

Staniu ( ${}_{50}\text{Sn}$ )  $\Rightarrow$  10 izotopi stabili  $\Rightarrow$  record

$A \in [112; 124]$

$Z = f(N) \Rightarrow$  diagrama  $p-n$  a izotopilor



nuclee stabile existente în natură (curba de stabilitate  $\beta$ )

nuclee create artificial ( $\beta^\pm, \alpha$  - radioactive)

$A > 140$

limite teoretice pt nuclee nucleon-stabile

(nuclee care nu emit spontan  $p$  ( $S_p=0$ ))

sau neutroni ( $S_n=0$ )

cele mai stabile nuclee  $\Rightarrow$  cele mai răsfăndite nuclee  $\Rightarrow$  nucleele par-par

( $Z = nr. par; N = nr. par$ )

cele mai puțin stabile  $\Rightarrow$  nucleele impar-impar

marcă Singurele nuclee impar-impar stabile cunoscute sunt  ${}^2_1\text{H}; {}^6_3\text{Li}; {}^{10}_5\text{B}$

$N \neq$

$m(A, Z) = \text{masa nucleului } {}^A_Z X$   
 $M(A, Z) = \text{masa atomului}$

$$m(A, Z) = M(A, Z) - Zm_e + E_{leg}^e / c^2 \quad \text{— relația de legătură}$$

$$m(A, Z)c^2 = M(A, Z)c^2 - Zm_e c^2 + E_{leg}^e$$

$$E_{leg}^e = 15.73 \cdot Z^{7/3} \text{ [eV]}$$

Remarcă  $E_{leg}^e$  este mic  $\Rightarrow$  se neglijează ( $E_{leg}^e (Z=107) = 853,354 \text{ eV}!!!!$ )

$$m(A, Z) = M(A, Z) - Zm_e$$

$$1u = \frac{M_{C12}}{12} \approx 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

- Determinarea experim.  $\left\{ \begin{array}{l} \text{— spectroscopia de masă} \\ \text{— bilant energetic al unor reacții nucleare} \\ \text{— bilant energetic al unor procese de deșeur. radioactivă} \end{array} \right.$

$$1u \cdot c^2 = 931.48 \text{ MeV}$$

$$m_p = 938.26 \text{ MeV}$$

$m(A, Z) \approx A \cdot u$  — numai pentru estimări rapide

- Nucleul atomic  $\Rightarrow$  st. energetice discrete  $\left\{ \begin{array}{l} \text{— st. fundamentată} \\ \text{— st. excitate} \end{array} \right.$

$m(A, Z) < Zm_p + (A-Z)m_n \Rightarrow$  efect de condensare cu mărirea

$$\Delta m(A, Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - m(A, Z)$$

$\Rightarrow$  în realizarea leg. dintre nucleoni în nucleu  $\Rightarrow$  en. de legătură nucleară

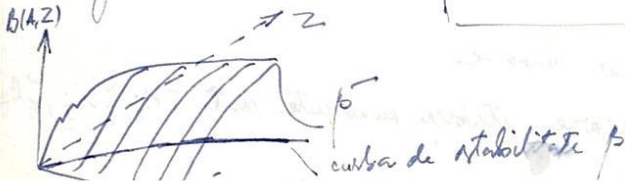
$$W(A, Z) = c^2 \Delta m(A, Z) = (Zm_p + (A-Z)m_n - m(A, Z))c^2 \quad \text{În raport de masele nucleare}$$

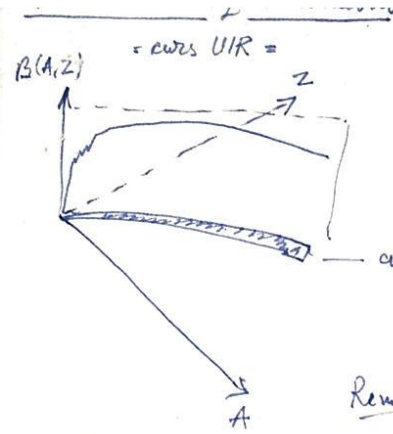
Remarcă. În raport cu masele atomice (determinate experimental) en. de leg. se poate scrie astfel:

$$W(A, Z) = (ZM_H + (A-Z)m_n - M(A, Z))c^2$$

- Energia medie pe nucleon

$$B(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A}$$





- => (i)  $B(A, Z)$  crește neuniform de la 0 la 8 MeV ( $A \approx 30$ ) [ ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  au valori mai mari]
  - (ii)  $B(A, Z)$  crește aprox. uniform până la 8.8 MeV pt. nuclee cu  $A \approx 60$  (Fe, Ni)
  - (iii)  $B(A, Z)$  scade lent până la  $\approx 7.5$  MeV pt. nuclee grele cu  $A \approx 238$
- Remarca. Pt. nuclee medii ( $30 \leq A \leq 150$ )  $B(A, Z) \approx 8$  MeV  $\approx$  const

Observatii

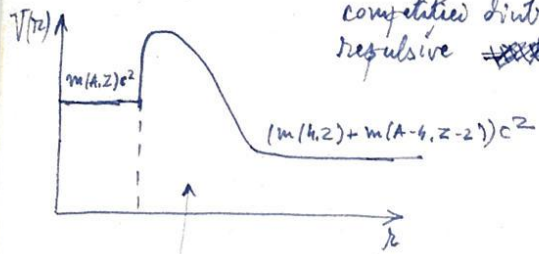
- ①  $B(A, Z)$  are valoare mare  $\Rightarrow$  intens. mare a interactiviunii nucleare în raport cu interactiviunea coulombiană dintre protoni
- ②  $B(A, Z) \approx$  const  $\Rightarrow$  nucleonii nucleului sînt supuși unor forțe nucleare care prezintă saturatie  $\Rightarrow$  1 nucleon interacționează cu un număr limitat de nucleoni [în caz contrar  $W(A, Z) \sim A(A-1)/2 \sim A^2 \Rightarrow B(A, Z) \sim A$  și nu o constantă]. Propri. de saturatie este legată, de asemenea, de propri. de actiune la dist. scurta a forțelor nucleare
- ③  $B(A, Z)$  scade lent cu creșterea lui  $A \Rightarrow$  fr. coulombiană crește cu  $Z^2 \Rightarrow$  manifestare mai puternică  $A$ -mic  $\Rightarrow B(A, Z)$  - comportare neregulată  $\Rightarrow$  creșterea rolului efectelor de suprafață (nucleonii de la suprafață sînt doar parțial atrași, a celorlalti nucleoni fr. incomplet saturate)
- ④  $B(A, Z)_{\phi-p} > B(A, Z)_{\phi-n}$   $\Rightarrow$  se obs. creșteri semnificative pt. cele cu  $Z, N$  ( $Z$  și  $N$ ) = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126,  $\Rightarrow$  nr. magice  $\Rightarrow$  nuclee magice  
4 nuclee dublu magice  ${}^4_2\text{He}$ ;  ${}^{16}_8\text{O}$ ;  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ;  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$
- ⑤  $B(A, Z) =$  măsura a stabilității unui nucleu  $\Rightarrow$  nuclee cu  $A$  mic și  $A$  mare sînt mai puțin stabile decît cele cu  $A$  mediu  $\Rightarrow$  fuziune nucleară și fisiune nucleară

Energia de separare a unei particule

$(x, y)$  - part./nucleu care se separă }  $x$  nucleoni  
 $(A, Z)$  - nucleul din care se separă }  $y$  protoni  
 $m(x, y)$  = masa part./nucleului care se separă  
 $M(A, Z)$  = masa nucleului  
 $\Rightarrow$  en. de separare  $S_{m(x, y)}(A, Z) = [m(x, y) + m(A-x, Z-y) - m(A, Z)]c^2$

discuție - Dacă  $\Delta m(x,y) (A, Z) < 0 \Rightarrow$  d.p.v. energetică emisia part. se face de la sine  $\Rightarrow$  emisie spontană de part. cu masă  $m(x,y)$  de către nucleul  $(A, Z) \Rightarrow$  importanță pentru descrierea diferitelor tipuri de radioactiv.

Remarcă Nucleu cu  $Z > 82 \Rightarrow$  emisie spontană de part.  $\alpha \Rightarrow$  nu ar mai trebui să existe azi  $\Rightarrow$  existența barierii de potențial  $\Rightarrow$  este o consecință a competiției dintre forțele nucleare atractive și forțele coulomb repulsive.



- Emisia de part.  $(x,y) \Rightarrow$  efect tunel
- Em. de reparare - întârziată și ft proces de fisură

Bariera de potențial

Energia de împerechere

- legat de stabilitatea mai mare a nucleelor p-p
- semnificația fizică - en. de formare a perechilor de nucleoni (p sau n) în nucleu

$$P_n = S_n(A, Z) - S_n(A-1, Z) \quad Z = \text{const} \quad A-Z = N = \text{par}$$

$$P_p = S_p(A, Z) - S_p(A-1, Z-1) \quad Z = \text{par} \quad A-Z = N = \text{const}$$

OBS. Important și modelul picătură

Rayă nucleară Experim. de diferite tipuri  $[R = r_0 A^{1/3}]$   $[r_0 = 1.2 - 1.4 \text{ fm}]$  în f.c. de A.

Forțe nucleare, Modele nucleare

- For. nucleare  $\Rightarrow$  (i) înțelegerea structurii nucleului
- (ii) stabilirea mecanismelor reacțiilor nucleare

- tin împreună nucleonii în nucleu
- sunt suficient de intense pentru a învinge alte tipuri de forțe

Proprietățile forțelor nucleare

1) For. nucl. sunt de tip atractiv și f. intense  $\Rightarrow$  se justifică prin stabilitatea nucleelor

2) For. nucl. sunt forțe cu raza scurtă de acțiune - experim. Rutherford - alte experim.  $r_0 = r_0 A^{1/3}$

1933 - Wigner -  $W_{p-p}$ ;  $W_{n-n}$ ;  $W_{n-p}$   $\Rightarrow$  nu există justificare clasică  
 $\Delta p, \Delta x$  Rel. de incertitudine Heisenberg (de făcut unele corecturi la notă unde am introdus anterior  $|\Delta p|^2 = \text{dvs. de probab. de localizare, } \Delta p, \Delta x \geq \hbar, \Delta E, \Delta t \geq \hbar$ )

$\Rightarrow$  justificarea ip. dist. scurte de acțiune a for. nucleare

3) For. nucleare au un caracter de saturație.  $\Rightarrow B(A, Z) \approx \text{const}$  ( $A \geq 20 + 30$ ).

4. Studial energiei de legătură

$W_H(A, Z)$

$W_C(A, Z)$

Remarcă. D.p.v. al fr. nucleare  $n$  și  $p$  pot fi privite ca aceeași part  $\Rightarrow$  nucleon  
 $\Rightarrow$  și spin. Int. electromagn. face posibilă separarea  $\Rightarrow (m_n - m_p)c^2 \approx 1.293 \text{ MeV}$   
 se consideră că această dif. este de natură electromagn.

$T = 1/2 : T_Z = +1/2 (p) \quad T_Z = -1/2 (n)$

$T = 1 : T_Z = +1 (\pi^+) \quad T_Z = 0 (\pi^0) \quad T_Z = -1 (\pi^-)$  - cuanta de schimb a int. tari

5. Forțele nucleare depind de spin

$n-p$  - stare legată. (deuteroniul)  $\Rightarrow$  dependența de spin  
 $n-n$  și  $p-p$  nu formează st. legate

Remarcă (i) Nuclee pari-pară  $\Rightarrow$  compensarea spinilor  $\Rightarrow$  stabilitate mare  
 (ii) Experiment. cu fasc. și ținte polarizate  $\Rightarrow$  confirmarea dependenței de spin

6. Forțele nucleare sînt necentrate

\* momentul magnetic al deuteroniului

$\mu_d (l=0) = \mu_p + \mu_n = 0.87963 \mu_N$

$\mu_d^{exp} - \mu_d (l=0) = -0.02221 \mu_N$

$\Rightarrow$  fr. tensoriale

Modele nucleare  $\Rightarrow$  descrierea structurii interne a nucleului  
 Modelul picătură de lichid

- majoritatea nucleelor, mai puțin cele cu  $A$  mic, au urm. proppr:  
 (i) densit. constantă  $\rho = \frac{A}{\frac{4\pi}{3} (r_0 A^{1/3})^3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = \text{const}$

(ii) en. de leg. totale sînt aprox. egale cu masele lor deoarece  $B(A, Z) = \frac{W(A, Z)}{A} \approx \text{const}$

- aceste proppr. pot fi comparate cu proppr. unui lichid incompresibil  
 (a) densit. sînt aceleași, indiferent de dimens. picăturii  
 (b) căldurile de vaporizare sînt proporționale cu masele

- căld. de vaporizare  $\equiv$  en. necesară pentru a dispersa picătura în constituenții săi  
 $\rightarrow$  se toate au en. de leg. a unui nucleon  $\rightarrow$  nucleu de formă sferică cu densit. const  
 și laose la zero la suprafață

$$M(Z,A) = f_0(Z,A) + f_1(Z,A) + f_2(Z,A) + f_3(Z,A) + f_4(Z,A) + f_5(Z,A).$$

$M(Z,A)$  = masa atomului cu nucleu  $(A, Z)$

$$f_0(Z,A) = M_H Z + M_n (A-Z) = \text{masa elem. constitutive}$$

$f_i(Z,A)$  = termeni de corectie

$f_1(Z,A) = -a_1 A$  = termen de volum  $\Rightarrow$  creșterea en. de leg. (termen clasic)

$f_2(Z,A) = +a_2 A^{2/3}$  = termen de suprafață  $\Rightarrow$  scăderea energiei (legat de nucleonii care nu se pot lega) - efect al tensiunii superficiale (termen clasic)

$f_3(Z,A) = +a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$  = termen coulombian ( $r_2 = r_0 A^{1/3}$ )  $\Rightarrow$  repulsie între protoni  $\Rightarrow$  reducerea energiei de leg. (crește masa) (termen clasic)

$f_4(Z,A) = +a_4 \frac{(Z-A/2)^2}{A}$  = termen de asimetrie - i.e. în considerare

tendința nucleelor de a avea  $Z=N$  (este mul. ft. cele simetrice) este un termen cuantic - introdus ft. fit-areea rez. experim.

$\Rightarrow$  - scade en. de leg.  
- crește masa

$f_5(Z,A) = \begin{cases} -f(A) & Z \text{ par } N \text{ par } (A-Z) \text{ par} \\ 0 & Z \text{ par } N \text{ impar} \\ +f(A) & Z \text{ impar } N \text{ par} \\ & Z \text{ impar } N \text{ impar} \end{cases}$

termen de împerechere (de natură cuantică)

$\Rightarrow$  - scade masa  
crește en. de leg.  
 $\Rightarrow$  contribuțiile  
scade en. de leg.

$f(A) = a_5 A^{-1/2}$  - legat de indistinguibilitatea part. identice

- Relația de mai sus este formula semiempirică de masă

1935. K. F. von Weizsäcker

$a_i$  = param. de fit  $\Rightarrow$  descrierea rez. experim. ft. en. de leg. at. nr.

- Modelul picătură de lichid nu poate explica în mod magic și propri. acestor

nuclee

$\Rightarrow$  alte variante de model

### Modelul de gaz Fermi

- Ip. mișcării independente a nucleonilor în nucleu

#### Ipotezele modelului

- (i) nucleonul se mișcă într-un potențial rezultant atractiv care reprezintă efectul mediu al interacțiunilor cu ceilalți nucleoni din nucleu
- (ii) poten. rezultant are o adâncime constantă în interiorul nucleului (distribuția nucleonilor este constantă în această regiune)

\* Poten. tinde la zero pentru o dist. egală cu raza fr. nucleare  
 \* Poten. rezultant ≈ grosimea de poten. finită tridimens.  
 Raza > raza nucleară



(iii) în st. fundamentată nucleonii ocupă nivelele de energie a. i. să minimiz. energia totală. Se respectă principiul de excludere al lui Pauli. El altoruceza independent pentru pt. p și n

Obs. ⊗ Independ. mișcării nucleonilor în nucleul aflat în st. fundam. se datorează faptului că stările accesibile din punct de vedere energetic sunt ocupate în singurele picături posibile sunt cele în care 2 part. de același tip schimbă stări quantice între ele, efectul net fiind nul  
 ⊗ Există stări degenerate (parțial ocupate cu nucleoni de un anumit tip) ⇒ se pot schimba între ele, dar un nr. mic de nucleoni se află pe aceste stări ⇒ indep. mișcării majorității nucleonilor într-un nucleu aflat în starea fundamentată

Remarci ⊗ Există dovezi experimentale că  $V_0 \neq \text{const} \Rightarrow$  descrește lent și aproximativ liniar cu creșterea energiei nucleonului ⇒ introducerea unei mase efective  $M^*$  ( $M^* = M$  și  $V = \text{const}$  pt. majoritatea cazurilor)

Levi Wirtzsacker ⇒ adăugarea la  $V_0$  a unui termen  $\Delta V_0 \propto \pm (M-Z)/A$  al lui Pauli ⇒ restricții asupra interacțiilor pp și nn  
 • nici o restricție pt. interacții np  
 (ii) interacția np > interacția pp sau nn ⇒

$M > Z \quad V_p > V_n$   
 $M < Z \quad V_p < V_n$   
 ⇒ tendința nucleilor de a avea  $M = Z \Rightarrow$  poten. rez. egal  
 st. cele 2 tipuri de nucleoni

Modelul păturilor nucleare

- rezolvarea ecuației Schrödinger pentru poten. rezultat  $\Rightarrow$  descriere detaliată a compoziției nucleului  $\Rightarrow$  modelul păturilor nucleare
- pe importanța a modelului - forma potențialului  $\Rightarrow$  găsirea nivelurilor energetice ( $n, m, l$ ) și poten. ale
- în rezolvarea ec. Schrödinger se alege un poten. cu simetrie sferică  $\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) Y(\theta, \varphi)$ .

$R(r) \sim r^l$ .

$l =$  mom. în orbital

$V(r) =$  grafă de poten. (pătrată) cubică

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2(rR)}{dr^2} + \left[ \frac{l(l+1)}{2\mu r^2} + V(r) \right] (rR) = E(rR)$$

$$E = \underbrace{\frac{1}{2} \mu \left( \frac{dr}{dt} \right)^2}_{\text{en. cin.}} + \underbrace{\frac{1}{2} \mu \left( r \frac{d\theta}{dt} \right)^2}_{\text{en. rot.}} + \underbrace{V(r)}_{\text{en. poten.}}$$

$$L = \mu r^2 \frac{d\theta}{dt} \Rightarrow E = \frac{1}{2} \mu \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \left[ \frac{L^2}{2\mu r^2} + V(r) \right].$$

$\frac{L^2}{2\mu r^2} > 0 \Rightarrow$  este un termen repulsiv  $\Rightarrow$  pătrarea particulelor departe de origine

-  $2(2l+1)$  nucloani pe o stare  $l$  !!!!!

$\uparrow$  ține cont de orientările posibile ale spinilor

- nu se obține atunci toate nr. magice  $\Rightarrow$  1949 M. Göppert-Mayer & Jensen (separat)  $\Rightarrow$  interacția spin-orbită  $\underline{\underline{S \cdot L}}$ .

$\begin{cases} \underline{S \cdot L} > 0 \Rightarrow \text{en. nucleonului scade} \\ \underline{S \cdot L} < 0 \Rightarrow \text{en. nucleonului crește} \end{cases} >$  întâmpinându-se niveluri energetice pt nr. cuantice orbitale diferite

Remarcă Int. spin-orbită este o proprietate a forțelor nucleare

- Umplerea nivelurilor energetice - adâncimea poten.  $\approx$  const
- nozele nucleelor cresc  $\sim A^{1/3}$

$\Rightarrow$  umplerea păturilor nucleare  $E = f(n) \rightarrow$  depind de componenta radială a potențialului nuclear  $E = g(l)$

Int. spin-orbită  $\Rightarrow$  depicarea nivelurilor de en.  $\rightarrow (n, l)$

$l = l + s, m_l \Rightarrow$  determinarea caracteristicilor



A. Bohr, Mottelson, Wheeler, Rainwater, Hill 1952

Ipotezele modelului

Definiția modelului  $\Rightarrow$  explicarea unui set limitat de (probleme) fenomene

Definiția teoriei  $\Rightarrow$  descrierea unui set f. larg de fenomene la „craintele” sale se poate „cupla”, fără conflicte, cu alte teorii

$\Rightarrow$  necesitatea unificării modelelor nucleare într-un model mai cuprinzător

\* model picătură de lichid }  $\Rightarrow$  modelul colectiv  
\* modelul păturii nucleare }

- Ipotezele modelului

① nucleonii din subpăturile incomplet ocupate de un nucleu se mișcă independent în poten. nuclear net produs de miezul subpăturilor nucleare complet ocupate (ca în modelul de pătură)

② poten. rezultat nu este un poten. cu simetrie sferică, ca în modelul de pătură. Este un poten. capabil să sufere modificări ale formei sale

③ Deformările potențialului reprezintă mișcarea corelată (colectivă) a nucleonilor în miezul nucleului  $\rightarrow$  asociată cu modelul picăturii de lichid

- nucleonii ocupă nivelele de energie ca în modelul de pătură }  $\Rightarrow$  obținerea  
- nivelele energetice  $\Rightarrow$  depicute de interacția spin-orbită } nu magice  
spinilor  
și paritatilor

- Apariția deformărilor  $\rightarrow$  atracție nucleonilor ext. - miez  
(similitudine flux-reflux)  $\Rightarrow$  curent  $\Rightarrow$  mom. reage. de polar.

Relația  $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I} j(j+1)$

$j = 0, 2, 4, \dots$   $I =$  moment de inerție  
 $70 < A < 185$  și  $A > 225$

- mom. el. quadru-polar

Vibrația (Q un pic  
mai mare)

- vibrații armonice în  
jurul unei eq. de echilibru  
 $\rightarrow$  Nivele energetice echidistante  
 $E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega$



I - n deduce din dist. dintre nivele

$I_{obs} = \frac{1}{2} I_{solid rigid}$   
 $=$  picătură lichidă (unef. form) - stabil  
 $\Rightarrow$  neg. ex.  $\Rightarrow$  undă de mișcare  
cum se mișcă pe miez

