

5. előadás

TARTALOMJEGYZÉK

Független részecske héjmodell (folytatás)

- Spin-pálya potenciál és a mágikus számok magyarázata
- A héjmodell sikerei

Atommag reakciók

- Megmaradó mennyiségek atommag reakcióknál
- Atommag reakciók energiaviszonyai
 - Reakcióenergia, endoterm és exoterm magreakciók
 - Aktiválási energia és küszöbenergia
- Kinematikai leírás
 - Rugalmas szórás
 - Redukált tömeg
 - Áttérés labor-rendszerről tömegközépponti rendszerre
 - Küszöbenergia laboratóriumi rendszerben
 - Ütközőnyalábok és a CERN

2017

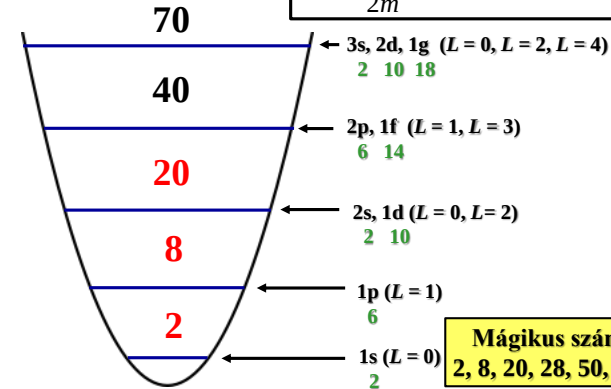
Reaktorfizika szakmérnököknek

1

A harmonikus oszcillátor energiaszint rendszere (ism.)

Emlékeztető:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \tilde{V}(\mathbf{r}) \quad \hat{H}\psi = E\psi$$



Mágikus számok:
2, 8, 20, 28, 50, 82, 126

Az első három mágikus szám jó, de a többi...?

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

2

A probléma megoldása, a spin-pálya potenciál

E.P. Wigner, M. Goeppert-Mayer, H. Jensen (Nobel-díj 1963)

A Schrödinger-egyenletben kell legyen egy **spin-pálya** tag is!

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) + V_{LS}(r) \cdot \vec{L} \cdot \vec{S} \right) \psi(r, \vartheta, \varphi) = E \cdot \psi(r, \vartheta, \varphi)$$

Feladat: határozzuk meg $\vec{L} \cdot \vec{S}$ sajátértékét!

Mivel $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \Rightarrow J^2 = L^2 + S^2 + 2 \cdot (\vec{L} \cdot \vec{S})$ innen: $\vec{L} \cdot \vec{S} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$

Az $\vec{L} \cdot \vec{S}$ operátor sajátértéke tehát: $= \frac{1}{2}(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1))$

Mivel $s = \frac{1}{2}$ és $l = j \pm \frac{1}{2}$

Az $\vec{L} \cdot \vec{S}$ operátor sajátértéke ezért: $= \begin{cases} -\frac{1}{2} \left(j + \frac{3}{2} \right), & \text{ha } l = j + \frac{1}{2} \\ +\frac{1}{2} \left(j - \frac{1}{2} \right), & \text{ha } l = j - \frac{1}{2} \end{cases}$

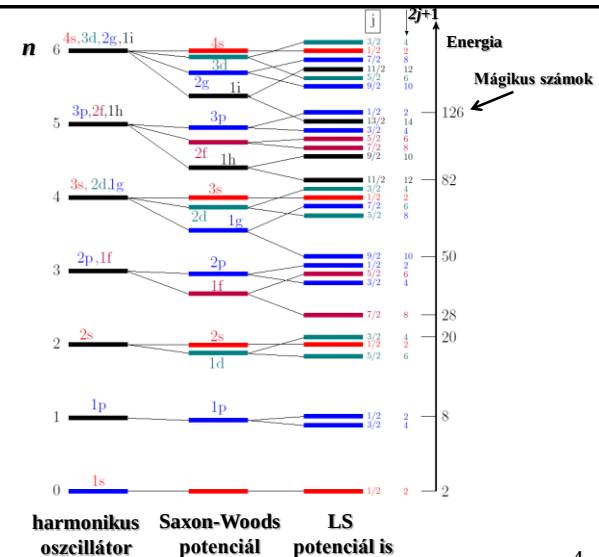
A különböző spinbeállások (klb. j értékek) más energiájúak lesznek!

Ha a $V_{LS}(r)$ potenciál vonzó, akkor a $j = l+1/2$ ($l = j-1/2$) állapot alacsonyabb energiájú lesz, a $j = l-1/2$ állapot pedig magasabb.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

3



2017

4

A héjmodell sikerei

a) Gerjesztett állapotok:

- Egyszerű eset: páros-páros törzs + **egy részecske (p vagy n) a törzsön kívül**. A proton és a neutron potenciálok kicsit különbözők (Coulomb potenciál). Ezzel az egyrészecske gerjesztéseket jól le tudja írni a független részecske héjmodell.
- Bonyolultabb eset: páratlan-páratlan atommag → **két részecske (1n,1p) a magtörzsön kívül**. Ebben az esetben figyelembe kell venni a „maradék kölcsönhatást” is a párosítatlan proton és neutron között.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

5

b) Atommagok alapállapotának spinje és paritása:

- Páros-páros atommagok: $I = 0$, $\pi = +$ (a pár miatt)
- Páros-páratlan: $I = j$ (a perdület a párosítatlan nukleoné)
 $\pi = (-1)^l$

- Páratlan-páratlan:
A két párosítatlan nukleon közötti csatolást is figyelembe kell venni.

Nucleus	No. of odd particles	Predicted configuration and (parity)	Observed spin & (parity)
¹¹ B	5	p-hole, $p_{3/2}(-)$	3/2(-)
¹³ C	7	n-hole, $p_{1/2}(-)$	1/2(-)
¹⁵ N	7	p-hole, $p_{1/2}(-)$	1/2(-)
¹⁷ O	9	n-particle, $d_{3/2}(+)$	5/2(+)
³⁹ K	19	p-hole, $d_{3/2}(+)$	3/2(+)
⁵⁹ Co	27	p-hole, $f_{7/2}(-)$	7/2(-)
⁸⁷ Sr	49	n-hole, $g_{9/2}(+)$	9/2(+)
²⁰⁷ Pb	125	n-hole, $p_{1/2}(-)$	1/2(-)

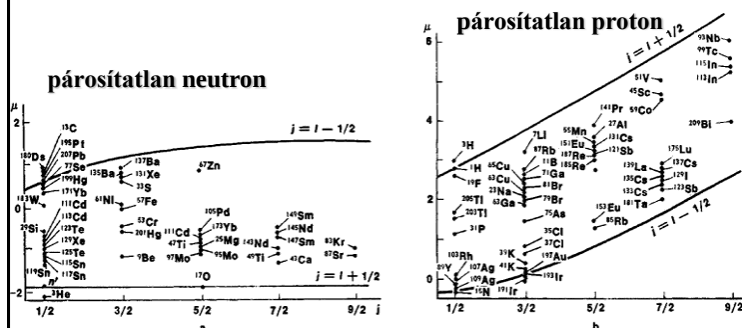
2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

6

c) Atommagok mágneses momentuma

A „Schmidt vonalak” a héjmodell jóslatai páros-páratlan magokra



A Schmidt-vonalak csak a tényleges tartomány határait jelölik ki.
→ A független részecske héjmodell csak közelítő eredményt ad.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

7

A kollektív (egyesített) magmodell alapjai

Láttuk, hogy mind a deformálható folyadékcsepp modellnek, mind pedig a független részecske héjmodellnek **jelentős sikerei vannak** egyes területeken.

Ugyanakkor mindkét modellnek vannak **hiányosságai** is:

Néhány példa (de több is van):

- A **folyadékcsepp modell** nem tudja megmondani, hogy miért lesz egy atommag deformált, miért akkora a perdülete és paritása az alapállapotban, miért vannak egyáltalán mágikus számok és miért akkorák...
- A **héjmodell** nem tudja megmagyarázni egyes atommagok igen nagy kvadrupólus momentumát, a mágneses momentumok eltérését a Schmidt-vonalaktól stb...

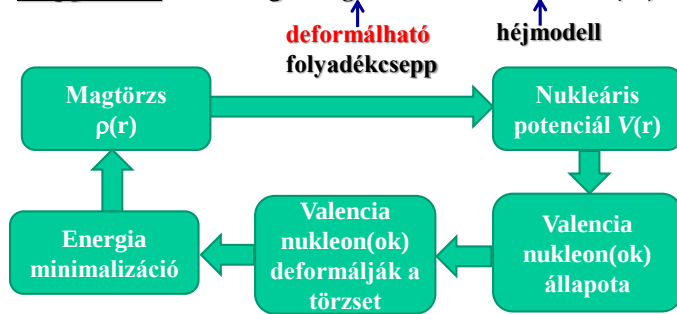
2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

8

L. J. Rainwater, A. Bohr (N. Bohr fia) és B. Mottelson egyesítették a két modellt, és megalkották a **kollektív modellt**, vagy **egyesített magmodellt** (Nobel-díj 1975).

Alapgondolat: atommag = magtörzs + valencia nukleon(ok)



A kollektív modell (egyesített magmodell) az atommagok leírásának eddigi legsikeresebb modellje

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

9

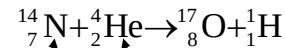
Atommag-reakciók

Jelentőségük: az atommagokról szerzett ismereteink nagy része atommag-reakciók vizsgálatából származik

Első mesterségesen létrehozott (megfigyelt) atommag-reakció:

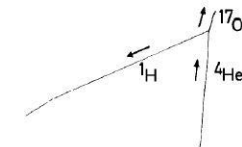
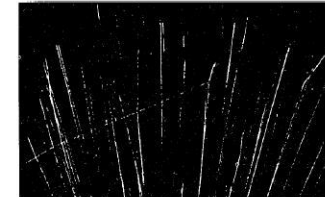
E. Rutherford (1919)

Megfigyelése: ködkamrában



α-részecske, rádiumból

Nitrogén, ködkamra töltőgáz



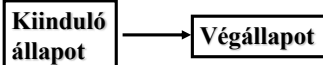
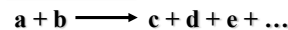
Kép: Blackett and Lees

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

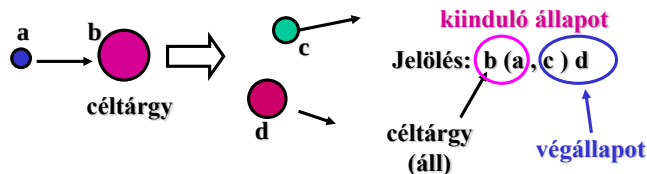
10

Általánosan:



(Kettőnél több részecske ütközése nem valószínű)

Gyakran az egyik részecske a laboratóriumban nyugalomban van: $\longrightarrow$ **céltárgy** (target),
a másik pedig mozog $\longrightarrow$ **bombázó részecske** (projectile)



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

11

Szórások: speciális magreakciók

Jellemző: **a = c**, (és **b = d**), azaz a részecskék típusa (összetétele) nem változik meg.

Rugalmas szórás: a részecskék nem gerjesztődnek, a teljes mozgási energia megmarad

Rugalmatlan szórás: részecskék gerjesztődnek (utána γ -bomlás), a teljes mozgási energia **NEM** marad meg.

Példák magreakcióira	elnevezés	rövid jelölés
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + n'$	rugalmas neutronszórás (n,n')	${}^{235}_{92}\text{U}(n, n') {}^{235}_{92}\text{U}$
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + n' + \gamma$	rugalmatlan n-szórás (n,n', γ)	${}^{235}_{92}\text{U}(n, n' \gamma) {}^{235}_{92}\text{U}$
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{236}_{92}\text{U} + \gamma$	n-befogás γ -emisszióval, sugárzásos befogás (n, γ)	${}^{235}_{92}\text{U}(n, \gamma) {}^{236}_{92}\text{U}$
$\alpha + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$	n-kibocsátás α -részecske hatására, (α ,n) reakció	${}^9_4\text{Be}(\alpha, n) {}^{12}_6\text{C}$
$n + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{58}_{27}\text{Co} + 2n$	(n,2n) reakció	${}^{59}_{27}\text{Co}(n, 2n) {}^{58}_{27}\text{Co}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

12

Megmaradó mennyiségek magreakcióknál:

- **nukleonszám (A)** (bariontöltés) $\longrightarrow {}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \longrightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$
 - **elektromos töltés**
 - könnyűrészecske-szám (leptontöltés) (ha elektron, pozitron, neutrínó stb. is szerepel a reakcióban)
 - energia ($E = mc^2$ figyelembe vételével)
 - lendület (impulzus)
 - perdület (impulzusmomentum)
- Kinematikai paraméterek

Energiaviszonyok

A vizsgált magreakció: $a + b \longrightarrow c + d$

M_a, M_b stb. a részecskék **tömege**,
 T_a, T_b stb. a **mozgási energiájuk**

Az energia megmaradása:

$$(M_a \cdot c^2 + T_a) + (M_b \cdot c^2 + T_b) = (M_c \cdot c^2 + T_c) + (M_d \cdot c^2 + T_d)$$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

13

Gyűjtsük egy oldalra a tömegeket:

$$(M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2 = T_c + T_d - T_a - T_b = Q \quad (*)$$

A Q mennyiség neve: **reakcióenergia**

Fizikai jelentése a második egyenlet alapján látható:

$$(T_c + T_d) - (T_a + T_b) = Q$$

(Mozgási energia) a végállapotban – a kezdeti állapotban

$Q > 0 \longrightarrow$ A reakció **mozgási** energiát termelt
(exoterm, exoerg, „energiatermelő” reakció)

$Q < 0 \longrightarrow$ A reakció mozgási energiát fogyasztott
(endoterm, endoerg, „energiafogyasztó” reakció)

$Q = 0 \longrightarrow$ A reakcióban a mozgási energia megmaradt
 (ilyen pl. a **rugalmas szórás**)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

14

$$(M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2 = T_c + T_d - (T_a + T_b) = Q \quad (*)$$

Energiaküszöb **endoterm** reakcióknál ($Q < 0$).

Mivel $T_c + T_d \geq 0$, ezért $(T_a + T_b) \geq -Q > 0$.

Szavakban: a kiinduló részecskéknek legalább ekkora mozgási energiája kell ahhoz, hogy a reakció végbemenjen!

A reakcióenergia és a részecskék tömege:

A (*) egyenletből $Q = (M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2$

Ennek segítségével **meghatározható** a reakcióenergia!

Itt az M_a, M_b stb. nem feltétlenül a részecskék alapállapotú nyugalmi tömege! Pl. ha a d részecske E energiájú **gerjesztett** állapotban keletkezik, akkor $M_d = M_d(0) + E/c^2$

↑
 alapállapotú nyugalmi tömeg

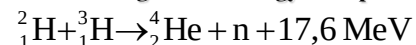
2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

15

Aktiválási energia (elektromosan töltött reakciópartnerek esetén)

A fúziós energiatermelés egyik alap-reakciója:

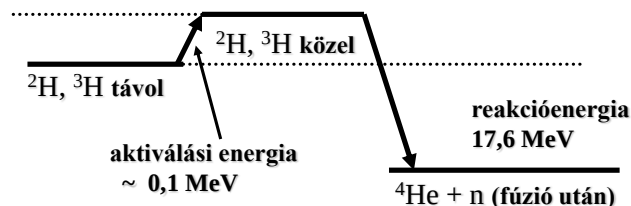


A reakció exoterm, mégsem megy magától végbe!

Ok: a nukleáris kölcsönhatás rövid hatótávolságú, és a reakciópartnereknek **közel kell egymáshoz kerülniük**.

A Coulomb-taszítás miatt ehhez (mozgási) energia kell!

Az energiaviszonyok tehát:



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

16

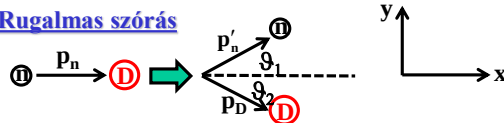
Atommag-reakciók kinematikai leírásának alapjai

Alap: energia- és lendület-megmaradás.

Energia-megmaradással már foglalkoztunk.

Lendület-megmaradás: $\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_d$ vektor-egyenlet!!

Rugalmas szórás



Mivel a szórás rugalmas, ezért $Q = 0$

Ismert: $p_n (= \sqrt{2m \cdot E})$
 m, M, ϑ_1

Energia-megmaradás: $\frac{p_n^2}{2m} = \frac{p_n'^2}{2m} + \frac{p_D^2}{2M}$

Lendület-megmaradás

x-irány: $p_n = p_n' \cdot \cos \vartheta_1 + p_D \cdot \cos \vartheta_2$

y-irány: $0 = p_n' \cdot \sin \vartheta_1 + p_D \cdot \sin \vartheta_2$

Ismeretlen: p_n', p_D, ϑ_2

3 ismeretlen, 3 egyenlet, meghatározható.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

17

A megoldás: $p_n' = p_n \cdot \frac{m}{m+M} \left(\cos \vartheta_1 \pm \sqrt{\cos^2 \vartheta_1 - \left(1 - \frac{M^2}{m^2}\right)} \right)$

Diskusszió:

Akkor lehet megoldás, ha $\cos^2 \vartheta_1 - \left(1 - \frac{M^2}{m^2}\right) \geq 0$

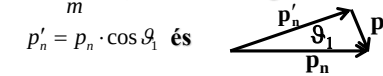
Azonos átalakítással kapjuk: $\sin^2 \vartheta_1 \leq \frac{M^2}{m^2}$, illetve $\sin \vartheta_1 \leq \frac{M}{m}$

Következmény:

Ha $\frac{M}{m} > 1$, akkor bármely ϑ_1 szórási szög megadható

Ha $\frac{M}{m} < 1$, akkor a szögtartomány korlátozott: $\sin \vartheta_1 \leq \frac{M}{m}$

Ha $\frac{M}{m} = 1$, azonos tömegű részecskén szóródás, pl. (n,p)



$p_n' = p_n \cdot \cos \vartheta_1$ és

$p_D = p_n \cdot \sin \vartheta_1$

Azaz a két lendületvektor merőleges.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

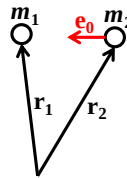
18

Redukált tömeg

Feltevések:

a) két tömegpont között csak „belső” erők hatnak

b) A közöttük ható erő centrális, azaz $\vec{F}(r) = f(r) \cdot \vec{e}_0$ alakba írható, ahol $\vec{e}_0$ a közöttük lévő irány egységvektora, r pedig a közöttük lévő távolság.



Nilván $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = r \cdot \vec{e}_0$ a közöttük lévő távolság vektora.

A Newton-féle mozgásegyenletek $\left(\vec{a} = \frac{1}{m} \vec{F} \right)$

$\vec{a}_1 = \vec{r}_1 = \frac{1}{m_1} \cdot f(r) \cdot \vec{e}_0$

$\vec{a}_2 = \vec{r}_2 = -\frac{1}{m_2} \cdot f(r) \cdot \vec{e}_0$ (hatás-ellenhatás)

Kivonva egymásból a kettőt kapjuk: $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \cdot f(r) \cdot \vec{e}_0$

Vezessük be: $\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$

Vegyük észre, hogy $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{r}$ miatt $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{r}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

19

Így kapjuk: $\ddot{r} = \frac{1}{m} \cdot f(r) \cdot \vec{e}_0$

Szavakban ez azt jelenti, hogy a **két** részecske mozgásegyenleteit redukáltuk **egyetlen** egyenletre!

Ebben a „mozgó” részecske tömegére $\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$, azaz $m = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$

Ez a **redukált tömeg**. Erre a részecskére a koordináta-rendszer kezdőpontjából induló **ugyanakkora** erő $f(r)$ hat, mint ami a két részecske között hatott.

Az új koordináta-rendszer kezdőpontja a **másik részecskéhez rögzített**. (Abban a másik részecske nyugalomban van)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

20

Atommag-reakciók kinematikai leírásának alapjai

Alap: energia- és lendület-megmaradás.

Energia-megmaradással már foglalkoztunk.

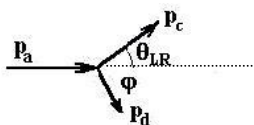
Lendület-megmaradás: $\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_d$ vektor-egyenlet!!

Koordinátarendszer választás:

Laboratóriumi rendszer

(Itt születnek a mérési eredmények)

A céltárgy mag általában nyugszik, azaz $\vec{p}_b = 0$, vagyis $\vec{p}_a = \vec{p}_c + \vec{p}_d$

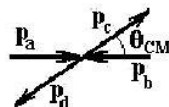


Tömegközépponti rendszer

(center of mass, CM)

(Ez a reakció „természetes” koordinátarendszere)

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{p}_c + \vec{p}_d = 0$$



Természetesen $\theta_{LR} \neq \theta_{CM}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

21

A két rendszer egymáshoz képest egyenes vonalú egyenletes

mozgást végez $\vec{w}$ sebességgel: $\vec{w} = \frac{\vec{p}_a + \vec{p}_b}{M_a + M_b}$

Itt a jobb oldalon a laboratóriumi rendszerben mért lendületek vannak.

Feladat: Mutassuk meg, hogy $\vec{w} = \frac{\vec{p}_a + \vec{p}_b}{M_a + M_b}$

Megoldás:

Laboratóriumi rendszerben a teljes lendület: $\vec{P} = \vec{p}_a + \vec{p}_b$

A teljes tömeg: $M = m_a + m_b$

Így a teljes lendület: $\vec{P} = M \cdot \vec{w} = \vec{p}_a + \vec{p}_b$

Ebből kapjuk: $\vec{w} = \frac{\vec{p}_a + \vec{p}_b}{M} = \frac{\vec{p}_a + \vec{p}_b}{M_a + M_b}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

22

A laboratóriumi és a CM-rendszerben mért szögek közötti összefüggés:

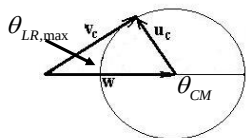
Itt $\vec{v}_c$ a c részecske laboratóriumi rendszerben mért sebessége, $\vec{u}_c$ pedig sebessége a CM rendszerben.

Nyilván $u_c \sin \theta_{CM} = v_c \sin \theta_{LR}$ amiből $\sin \theta_{LR} = \frac{u_c}{v_c} \sin \theta_{CM}$

Ebből $|\sin \theta_{LR}| \leq \frac{u_c}{v_c}$

Ha $u_c < v_c$ akkor csak bizonyos szögtartományokban lehetnek szóródott részecskék, bármekkora is a θ_{CM} !
(ld. ábra) Ennek feltétele: $|\vec{w}| > |\vec{u}_c|$

Ez olyankor következik be, amikor a bombázó részecske tömege nagyobb, mint a céltárgymag tömege.
Pl. ${}^1\text{H}(\alpha, \alpha'){}^1\text{H}$ reakció (α -részecskék szóródása protonokon)



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

23

Kiegészítés endoterm magreakciók **energiaküszöbéhez**

Láttuk: $(T_a + T_b) \geq -Q$. Ez azonban csak CM-rendszerben igaz, mert itt a rendszer eredő impulzusa (és mozgási energiája) is 0. Ezek a mozgási energiák tehát **CM-rendszerbeli energiák**.

Feladat: Határozzuk meg, hogy laboratórium rendszerben mekkora kell legyen az „a” részecske T_a mozgási energiája, ha CM rendszerben az energiaküszöb $-Q$?

Megoldás:

Laboratóriumi rendszerben a b céltárgymag áll, azaz $T_b = 0$. Ugyanakkor van eredő lendület, amelynek a reakció után is meg kell maradni! Emiatt kell maradjon mozgási energia is.

A tömegközépponti rendszerben viszont a küszöbenergiának az a feltétele, hogy a c és d részecske éppen 0 kinetikus energiával jöjjön létre.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

24

Azaz tömegközépponti rendszerben: $T'_a + T'_b \geq -Q$
 Kiírva: $\frac{1}{2} M_a u^2 + \frac{1}{2} M_b w^2 \geq -Q$ Tudjuk, hogy $w = v \frac{M_a}{M_a + M_b}$ és $u = v - w$.

Behelyettesítve: $\frac{1}{2} M_a v^2 \left(1 - \frac{M_a}{M_a + M_b}\right)^2 + \frac{1}{2} M_b v^2 \left(\frac{M_a}{M_a + M_b}\right)^2 \geq -Q$

Azonos átalakítások után kapjuk az endoterm reakciók energia-feltételére lab-rendszerben:

$$T_a \geq -Q \cdot \left(1 + \frac{M_a}{M_b}\right)$$

Itt $T_a = \frac{1}{2} M_a v^2$ a laboratóriumi rendszerbeli mozgási energia.

Ha $M_a \gg M_b$, akkor $T_a \gg -Q$ is lehet az endoterm magreakció végbemenetelének feltétele!

Kis kitérő:

Ha ellentétes lendületű részecskékből álló **ütközőnyalábokat** használunk, akkor **Lab.rendszer = CM rendszer** 
 Ilyen megoldással különösen nagy energiakonzentráció lehetséges (részecskefizika, nagy tömegű, egzotikus részecskék keltése).

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

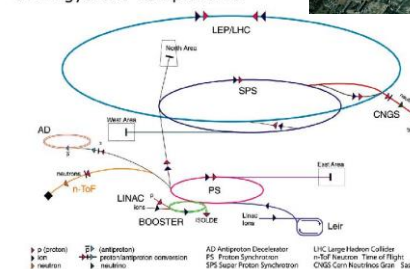
25

CERN (Genf, Svájc)

A világ legnagyobb gyorsító-komplexuma is ütközőnyalábokat használ



CERN gyorsító komplexuma



LHC:
Large Hadron Collider
 (Nagy hadron ütköztető)
 ~100 m mélyen fekvő alagútban
 Kerület: ~ 27 km.
Protonok ütköznek
 Össz. energia: $14 \cdot 10^{12} \text{ eV}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

26

CERN és az LHC

A CERN gyorsítói légi felvételre rajzolva



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

27

CERN és LHC

A Nagy Hadron Ütköztető (LHC)

- 2008. szeptember 10-én indult.
- 50- 100 m mélyen földalatti alagútban
- Szupravezető mágnesek
- Főleg proton-proton ütközések
- De vannak ólom-ólom ütközések is (!!)
- Energia: 7000 GeV/proton, ütközésben 14000 GeV(!!!)
- 10^{11} részecske egy csomagban
- Négy nagy detektor:
 ALICE, ATLAS, CMS, LHC-B



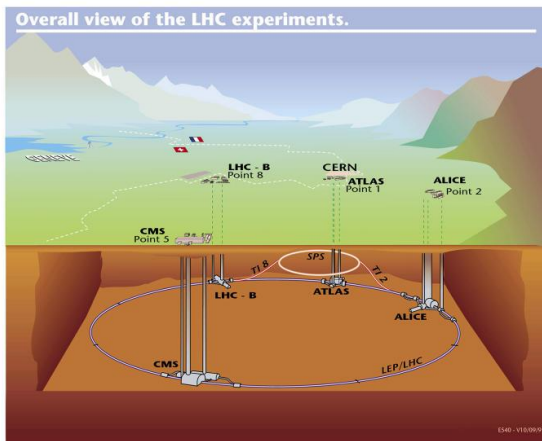
CMS detektor
 építés alatt

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

28

CERN és LHC



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

29

Nyalábgörbítő, dipólus mágnesek

- A világon a legnagyobbak: 8.4 T térerő, 11700 A áramerősség
- Hossz: 14.3 m, tömeg: 35 t, A tárolt energia: 1.29 GJ
- 1232 mágnes a gyűrű mentén, 0.5 MChF/db
- Niobium-titán szupravezető tekercsek
- Óriási mágneses erők (4 MN/m) (hibásan: 400 t/m)



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

30

Hűtés

- Szupravezető mágnesek
- 1.9 K szuperfolyékony He,
- 31000 t anyagot kell lehűteni a 27 km hosszan
- Több lépéses kompresszorok, 40000 szivárgásmentes illesztés
- 12 millió liter folyékony N₂ elpárolgatása a hűtés kezdetén
- 700000 liter hélium használata a hűtésre



Vákuum

- Ultranagy vákuum 10^{-10} torr (3 millió molekula / cm³)

(Tengerszinten 760 torr,
90 km magasan 10^{-3} torr,
1000 km magasan 10^{-10} torr)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

31

Nyaláb paraméterek

Lineáris gyorsító
250 MeV protonok



Hidrogén palack proton ionforrás



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

32

Nyaláb paraméterek

- Lineáris gyorsító 0.25 GeV (250 MeV)
- PS Booster (PSB) 1.4 GeV
- Proton Szinkrotron (PS) 25.0 GeV
- Super Proton Synchrotron (SPS) 450.0 GeV
- LHC feltöltése mindkét irányú nyalábbal 4 perc 20 s
- Gyorsítás 20 percig 7000 GeV (7 TeV)
- Tárolás és ütköztetés sok órán keresztül
- A proton csomagok majdnem fénysebességűek (7 TeV)
- 2808 csomag száguld a gyűrűben egy irányban
- 10^{11} proton van egy csomagban
- A protonok másodpercenként 11246-szer futnak körbe
- Az ütköztési pontokban a nyaláb átmérője kb. 16 μm
- a csomag „hossza” néhány cm (mint egy hajszál)
- 25 ns-ként kb. 20 proton ütközik a $2 \cdot 10^{11}$ protonból
- 800 millió ütközés másodpercenként (!!) Energia: 14 TeV!

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

33

CERN és LHC



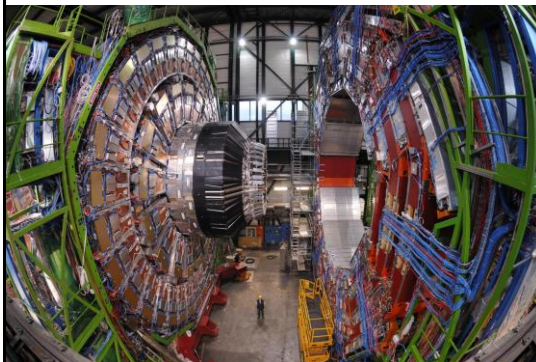
Az LHC
alagútjában
(2007)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

34

CERN és LHC (contd.)



A CMS detektor
(2008)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

35

CERN and LHC (contd.)



„Houston”
Az LHC vezénylő
terme pár nappal
az indulás előtt
(2008)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

36