

2344
S-70

EGYESITETT ATOMKUTATÓ INTÉZET
Elméleti Fizikai Laboratórium

V.G. Szolovjov

SZUPRAVEZETŐ TÍPUSU PÁRKORRELÁCIÓK
HATÁSA AZ ATOMMAGOKRA

Szemináriumi jegyzet.

Dubna, 1962.

EGYESITETT ATOMKUTATÓ INTÉZET
Elméleti Fizikai Laboratórium

V.G. Szolovjov

C 341

S-70

SZUPRAVEZETŐ TIPUSU PÁRKORRELÁCIÓK
HATÁSA AZ ATOMMAGOKRA

Szemináriumi jegyzet.



Dubna, 1962.

TARTALOMJEGYZÉK

Bevezetés

- I. Fejezet: Hartree-Fock módszer általánosításán alapuló új variációs elv
- II. Fejezet: Nukleonok párkorrelációi az atommagokban
- 1.§. Első közelítés
 - 2.§. Neutron-proton párkorrelációk létezésének feltétele
 - 3.§. Közép és nehézmagok szuperfluid sajátosságai
- III. Fejezet: Szuperfluid magmodell
- 1.§. Modellalkotás
 - 2.§. Párenergiék és páratlan A-tömegszámú magok egyrészesecske nivói
 - 3.§. A módszer pontosságának vizsgálata és a paraméterek kiválasztása
 - 4.§. A blokkolási effektus
- IV. Fejezet: A párkorrelációk hatása α , β és γ - átmenetek valószínűségére
- 1.§. Párkorrelációk hatása az α - bomlás sebességére
 - 2.§. β -átmenetek szuperfluid korrekciói és kiegészítő osztályozása
 - 3.§. Az elektromágneses átmenetek valószínűségére vonatkozó szuperfluid korrekciók
- V. Fejezet: Erősen deformált magok alap és gerjesztett állapotai
- 1.§. Páratlan tömegszámú magok alap és gerjesztett állapotának sajátosságai
 - 2.§. Páros-páros magok gerjesztett állapotainak kétrészesecskes értelmezése

Irodalom
Táblázatok
Ábrák

B E V E Z E T É S

A magfizika fejlődése során bebizonyosodott, hogy a független részecske-modell és a nukleonok közötti maradék kölcsönhatás figyelembevétele írja le legpontosabban a mag szerkezetét, legalább is kis gerjesztési energiák esetében. A nukleonok maradék kölcsönhatásának figyelembevételénél fontos szerepet játszottak azok a matematikai módszerek, amelyek a szuperfluiditás [1] és szupravezetés [2] elméleteinek felépítése során kifejlődtek. Ezek a módszerek lehetővé teszik, hogy a párkorrelációhoz vezető maradék fermion kölcsönhatás kiértékelési feladatát eléggé általános formában megoldjuk. N.N. Bogoljubov [3] összehasonlította a nukleáris anyag sajátságait a fém elektronszerkezetével, s ennek alapján felvetette a nukleáris anyag szuperfluiditásának kérdését. A. Bohr, B. Mottelson és D. Pines [4] szintén felismerték a mag spektrumok és a szupravezető fémek spektrumának hasonlóságát és a szupravezetés elméleti módszereinek célszerűségét a végesmagok tulajdonságainak tanulmányozásánál.

Ezen matematikai módszereket az atommag elméletben egymástól függetlenül alkalmazta S. Belajev, felhasználva a "veszélyes gráfok kompenzálási elvét", valamint V.G. Szolovjev, a Bogoljubov-féle variációs elvre támaszkodva.

A nukleonok szupravezető típusu párkorrelációira vonatkozó cikkekben ismertetett kutatások lehetővé tették, hogy a magoknak több olyan sajátságát meg tudjuk magyarázni, amelyek kívül ennek a független részecske-modell keretén, ilyenek: a pp - pp magok belső gerjesztett állapotainak energia-spektruma, a pn tömegközépsúlyú magok egyrészecske szintű sűrűsége, magtehetetlenségi nyomatók, az egyensúlyi deformáció és egész sor más tulajdonság.

Ezekben az előadásokban a szupravezető típusu párkorrelációknak az atommagok sajátságaira gyakorolt hatásáról lesz szó.

I. Fejezet

HARTREE-FOCK MÓDSZER ÁLTALÁNOSÍTÁSÁN ALAPULÓ ÚJ VARIÁCIÓS ELV

A magnak, mint többtestrendszernek a tanulmányozására a variációs módszert alkalmazzuk. A Hartree-Fock variációs elv az egyik alapvető módszer a többtestrendszer tanulmányozására. Különösen fontos szerepet játszott az atom és molekulaszpektrumok vizsgálatánál. Ezt a variációs módszert széles körben alkalmazzák a maganyag tulajdonságainak tanulmányozására is. A Hartree-Fock módszerben azonban az energiaminimumot az egyes részecskék kvazifüggetlen hullám függvényeinek operációjában keresik és nem veszik fi-

gyelembe a részecskék közötti pár és bonyolultabb korrelációkat. N.N. Bogoljubov új variációs elvet javasolt, [8] amely a Hartree-Fock módszer természetesen általánosítása. Bogoljubov módszerében az energia-minimumot szélesebb függvény-osztályban keresik, a Hartree-Fock módszerrel szemben az egyes részecskék kvazifüggetlen hullám függvényein kívül a részecskepárok hullámfüggvényeit is figyelembe veszi.

A párkorrelációk számításvétele a többtest-probléma megoldásánál a szupravezetés elméletének felállításához vezetett, és lehetővé tette az atommagok sok fontos tulajdonságának vizsgálatát. A következőkben bemutatjuk ezt a variációs elvet.

Vizsgáljuk a következő Hamilton-operátorral leírt kölcsönható nukleonok rendszerét:

$$H = \sum_{f, f'} T(f, f') a_f^+ a_{f'} + \frac{1}{2} \sum_{f_1, f_2, f'_1, f'_2} K(f_1, f_2; f'_1, f'_2) a_{f_1}^+ a_{f_2}^+ a_{f'_2} a_{f'_1} \quad /1.1/$$

ahol f - a nukleon állapotára jellemző indexrendszert jelöli. Az a_f, a_f^+ operátorok elegendő tesznek a következő felcserélési törvényeknek

$$a_{f_1}^+ a_{f_2} + a_{f_2} a_{f_1}^+ = \delta_{f_1, f_2} \quad /1.2/$$

$$a_{f_1} a_{f_2} + a_{f_2} a_{f_1} = 0,$$

$$T(f, f') = E(f, f') - \lambda \delta_{f, f'}.$$

/1.3/

A valós $E(f, f')$ és $K(f_1, f_2; f'_1, f'_2)$ függvények elegendő tesznek a következő relációknak:

$$E(f, f') = E(f', f),$$

$$K(f_1, f_2; f'_1, f'_2) = -K(f_1, f_2; f'_2, f'_1) = K(f'_1, f'_2; f_2, f_1). \quad /1.4/$$

Hajtsunk végre a Fermi amplitudókon egy lineáris kanonikus transzformációt:

$$a_f \rightarrow \sum_{\nu} \{ u_{f\nu} \alpha_{\nu} + v_{f\nu} \alpha_{\nu}^+ \}; \quad /1.5/$$

hogy a transzformáció ne változtassa meg az amplitudók kommutációs tulajdonságait, az $u_{f\nu}$ és $v_{f\nu}$ C-számoknak elegendő kell tenni a következő relációknak:

$$\begin{aligned} \xi(f, f') &\equiv \sum_{\nu} \left\{ u_{f\nu} u_{f'\nu}^* + v_{f\nu} v_{f'\nu}^* \right\} - \delta_{f, f'} = 0, \\ \eta(f, f') &\equiv \sum_{\nu} \left\{ u_{f\nu} v_{f'\nu} + v_{f\nu} u_{f'\nu} \right\} = 0, \\ \eta^*(f, f') &\equiv \sum_{\nu} \left\{ u_{f\nu}^* v_{f'\nu}^* + v_{f\nu}^* u_{f'\nu}^* \right\} = 0, \end{aligned} \quad /1.6/$$

ahol

$$\begin{aligned} \xi(f_1, f_2) &= \xi^*(f_2, f_1), \quad \eta(f_1, f_2) = \eta(f_2, f_1), \\ \alpha_{\nu} &= \sum_f \left\{ u_{f\nu}^* a_f + v_{f\nu} a_f^{\dagger} \right\} \end{aligned} \quad /1.7/$$

Definiáljuk a Ψ állapotot, amelyet új vákuum-állapotnak fogunk tekinteni, a következőképpen

$$\alpha_{\nu} \Psi = 0. \quad /1.8/$$

Azt találjuk, hogy a H középértéke erre az állapotra

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &\equiv \bar{H} = \sum_{f, f'} T(f, f') \sum_{\nu} v_{f\nu}^{\dagger} v_{f'\nu} + \\ &+ \sum_{f_1, f_2, f_1' f_2'} K(f_1, f_2; f_2', f_1') \left\{ \sum_{\nu} v_{f_1\nu}^{\dagger} v_{f_1\nu} \sum_{\nu'} v_{f_2\nu'}^* v_{f_2'\nu'} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \sum_{\nu} u_{f_1\nu}^* v_{f_2\nu}^* \sum_{\nu'} u_{f_1\nu'} v_{f_2'\nu'} \right\}. \end{aligned} \quad /1.9/$$

Határozzuk meg az $u_{f\nu}$ - és $v_{f\nu}$ -t a \bar{H} -ra vonatkozó minimum-feltételből, amely feltételt így írhatjuk fel:

$$\delta \left\{ \bar{H} + \sum_{f_1, f_2} \left[\lambda(f_2, f_1) \xi(f_1, f_2) + \mu^*(f_2, f_1) \eta(f_1, f_2) + \mu(f_2, f_1) \eta^*(f_1, f_2) \right] \right\} = 0, \quad /1.10/$$

ahol $\lambda(f_1, f_2)$ és $\mu(f_1, f_2)$ Lagrange-féle multiplikátorok, a $\delta u_{f\nu}$, $\delta u_{f\nu}^*$, $\delta v_{f\nu}$ és $\delta v_{f\nu}^*$ variációkat pedig függetleneknek tekintjük. A λ kémiai potenciált, mely Lagrange multiplikátor szerepét is játsza, határozzuk meg az általános részecskekészlet megmaradást kifejező tételből:

$$n = \sum_f \langle a_f + a_f^{\dagger} \rangle = \sum_{f\nu} v_{f\nu}^* v_{f\nu}. \quad /1.11/$$

Ily módon új variációs elvet fogalmaztunk meg: az $u_{f\nu}$ és $v_{f\nu}$ függvények elegendő tesznek a stacionaritás feltételének. Ψ az alapállapot hullámfüggvénye, \bar{H} -t pedig az alapállapot energiájának tekintjük.

Továbbiak során, követve a [9.] munkát, $u_{f,v}$ és $v_{f,v}$ meghatározására explicit egyenleteket kapunk. Az /1.9/-ből kiindulva azt találjuk, hogy

$$\frac{\delta \bar{H}}{\delta u_{f,\omega}^*} + \sum_{f''} \left\{ \lambda(f, f'') u_{f''\omega} + \mu(f, f'') v_{f''\omega}^* + \mu(f'', f) v_{f''\omega}^* \right\} = 0 ,$$

$$\frac{\delta \bar{H}}{\delta v_{f,\omega}^*} + \sum_{f''} \left\{ \lambda(f, f'') v_{f''\omega} + \mu(f, f'') u_{f''\omega}^* + \mu(f'', f) u_{f''\omega}^* \right\} = 0 ,$$

és ezekhez még két komplex-konjugált egyenlet járul. Képezzük a következő kifejezéseket:

$$A(f, f') \equiv \sum_{\omega} \left\{ v_{f'\omega} \frac{\delta \bar{H}}{\delta u_{f\omega}^*} + u_{f'\omega} \frac{\delta \bar{H}}{\delta v_{f\omega}^*} \right\} + \mu(f, f') + \mu(f', f) = 0 ,$$

$$B(f, f') \equiv \sum_{\omega} \left\{ u_{f'\omega}^* \frac{\delta \bar{H}}{\delta u_{f\omega}^*} + v_{f'\omega}^* \frac{\delta \bar{H}}{\delta v_{f\omega}^*} \right\} + \lambda(f, f') = 0 ,$$

Kiszöböljük ki a Lagrange multiplikátorokat, és ekkor az alapegyenleteket a következő formában kapjuk meg:

$$u(f, f') = A(f, f') - A(f', f) = 0 ,$$

$$B(f, f') = B(f, f') - B^*(f', f) = 0 \quad /1.12/$$

Meg kell jegyezni, hogy az $u(f, f')$ és $B(f, f')$ függvények nem függetlenek, hanem egymással a következőképpen függnek össze:

$$\sum_{f, f'} \left\{ u_{f,v} v_{f',v'}^* u^*(f', f) + u_{f',v'}^* v_{f,v} u(f, f') + \right. \\ \left. + (u_{f,v} u_{f',v'}^* - v_{f',v}^* v_{f,v}) B(f, f') \right\} = 0 \quad /1.13/$$

Ezért, ha $u(f, f') = 0$ akkor az /1.13/-ből következik, hogy $B(f, f') = 0$, elegendő tehát az első egyenletet megvizsgálni.

Vezessük be a következő függvényeket:

$$\Phi(f_1, f_2) = \langle a_{f_1}, a_{f_2} \rangle = \sum_v u_{f_1,v} v_{f_2,v} , \\ F(f_1, f_2) = \langle a_{f_1}^+, a_{f_2} \rangle = \sum_v v_{f_1,v}^* v_{f_2,v} , \quad /1.14/$$

mikor is

$$\Phi(f_1, f_2) = -\Phi(f_2, f_1); \quad F^*(f_1, f_1) = F(f_1, f_2).$$

A \bar{H} -ra vonatkozó kifejezést írjuk át a következő alakra:

$$\bar{H} = \sum_{f, f'} T(f, f') F(f, f') + \sum_{f_1, f_2, f'_1, f'_2} K(f_1, f_2; f'_1, f'_2) \left\{ F(f_1, f'_1) F(f_2, f'_2) + \frac{1}{2} \Phi^*(f_1, f_2) \Phi(f'_1, f'_2) \right\},$$

ekkor a következő explicit összefüggésekhez jutunk:

$$\begin{aligned} -u(f, f') &= \sum_{f''} \left\{ \Phi(f', f'') \xi(f, f'') - \Phi(f, f'') \xi(f', f'') \right\} + \\ &+ \sum_{f_1, f_2, f''} \Phi(f_1, f_2) \left\{ K(f, f'', f_2, f_1) F(f', f'') - K(f', f'', f_2, f_1) F(f, f'') \right\} - \\ &- \sum_{f_1, f_2} \Phi(f_1, f_2) K(f, f'; f_2, f_1). \end{aligned} \quad /1.15/$$

ahol

$$\xi(f, f') = T(f, f') + 2 \sum_{f_1, f_2} K(f, f_1; f_2, f') F(f_1, f_2), \quad /1.16/$$

$$n = \sum_f F(f, f). \quad /1.11/$$

Nem térve vissza az $u_{f\nu}$ és $v_{f\nu}$ kifejezésekre, az /1.15/ és 1.11/ egyenleteket a $\Phi(f_1, f_2)$ és $F(f_1, f_2)$ közvetlen meghatározására szolgáló egyenleteknek lehet tekinteni. $\Phi(f_1, f_2)$ és $F(f_1, f_2)$ függvények nem függetlenek, köztük a következő kapcsolat áll fenn:

$$\begin{aligned} F(f_1, f_2) &= \sum_{f''} \left\{ F(f_1, f'') F(f'', f_2) + \Phi^*(f'', f_1) \Phi(f'', f_2) \right\} \text{ és} \\ \sum_{f''} \left\{ F(f_1, f'') \Phi(f'', f') + F(f', f'') \Phi(f'', f) \right\} &= 0 \end{aligned} \quad /1.17/$$

Megjegyezzük, hogy a $\Phi(f_1, f_2)$ típusa függvények alkalmazásának szigorú matematikai megalapozását Bogoljubov^[10] adta meg. Bevezette a kvaziátlag fogalmát, és kimutatta: ahhoz, hogy a statisztikus egyensúlyi állapotot tanulmányozhassuk a perturbáció-számítás bármely módszerével, előbb a degenerációt fel kell oldani, vagy ami ugyanaz, nem olyan függvényekkel kell dolgozni, amelyek az összes kiválasztási szabálynak eleget tevő közönséges átlagolásból származnak, hanem olyan függvényekkel, amelyeket kvaziátlagképzés útján kapunk; ezek nem tesznek eleget az összes kiválasztási szabálynak.

Abban az esetben, ha $u_{f\nu} = u_f \delta_{f\nu}$ és $u_{f\nu} = u_{f-\nu}$ könnyen megkaphatjuk a szupravezetés elméletének alapegyenleteit, melyeket korábban a "veszélyes" gráfok kompenzálásának módszerével kaptak. Megjegyezzük, hogy az új variációs elv és a veszélyes gráfok kompenzálásának módszere ekvivalensek.

Ahhoz, hogy a variációs elv /1.10/ stacionaritási egyenleteinek megoldásai a kölcsönható nukleon-rendszer energiájának minimumát szolgáltatassák, szükséges, hogy a /1.10/ megoldásainak második variációja pozitív legyen. Ezt a feltételt a következő formában lehet felírni:

$$\sum_{f\omega} \left\{ E_1 \delta u_{f\omega}^* \delta u_{f\omega} + E_2 \delta u_{f\omega}^* \delta u_{f\omega} \right\} > 0. \quad /1.18/$$

Ez a feltétel akkor teljesül, ha az E_1 és E_2 sajátértékek pozitívak, és az $E_1, E_2, \delta u_{f\omega}, \delta u_{f\omega}^*$ -t a sajátérték-egyenletből határozzuk meg.

Bogoljubov variációs elve Hartree-Fock ismert módszerének általánosítása, ezért a Bogoljubov-féle megoldások mindig tartalmazzák a Hartree-Fock féle megoldásokat. Bevezetjük a Hartree-Fock-féle megfogalmazást. Ehhez a kvantumszámok rendszerét F -re és G -ra osztjuk, $\nu \in F$ a Fermi-gömb külsejéhez tartozó állapotokat jellemzi. Válasszuk ki $u_{f\nu}$ és $v_{f\nu}$ -t a következőképpen:

$$\begin{aligned} u_{f\nu} = 0, \quad v_{f\nu} = w_{f\nu} & \quad \text{ha} \quad \nu \in F, \\ u_{f\nu} = w_{f\nu}, \quad v_{f\nu} = 0 & \quad \text{ha} \quad \nu \in G. \end{aligned} \quad /1.19/$$

Könnyen megállapíthatjuk, hogy /1.6/ $w_{f\nu}$ függvények ortogonalitási feltételéhez vezet. Akkor $\Phi(f, f') = 0$, és

$$F(f, f') = \sum_{\nu \in F} w_{f\nu}^* w_{f'\nu}.$$

A stacionaritást kifejező egyenletet írjuk fel a következőképpen:

$$\delta \left\{ \bar{H}_F + \sum_{f, f'} \lambda'(f, f') \xi(f, f') \right\} = 0, \quad /1.20/$$

ahol

$$\bar{H}_F = \sum_{f, f'} T(f, f') F(f, f') + \sum_{f_1, f_2; f'_1, f'_2} K(f_1, f_2; f'_1, f'_2) F(f_1, f'_1) F(f_2, f'_2)$$

a mag alapállapotának átlagos energiája a független részecske modellben.

Mivel a Bogoljubov-féle megoldások tartalmazzák a szokásos Hartree-Fock-féle megoldásokat, úgy igen fontos megfogalmazni azokat a feltételeket, melyek mellett a Hartree-Fock-féle módszer nem adja meg a kölcsönható részecskék rendszerének energiaminimumát. Ebben az esetben az energia minimumot olyan szélesebb függvényosztályban kell keresni, amely figyelembe veszi a párkorrelációt is.

Igy a Hartree-Fock-féle függvény-osztályban a rendszer energiámi-
nimum hiányának kritériumát úgy lehet tekinteni, mint a párkorrelációk^[11]
megjelenésének feltételét.

II. fejezet

NUKLEONPÁRKORRELÁCIÓK AZ ATOMMAGOKBAN

1. §. Alapközelítés.

A magban a nukleonok közötti kölcsönhatást durván fel lehet osztani hosszuhatótávu és rövidhatótávu részre. A hosszuhatótávu rész döntő az átlagos magerőtér /átlagos magpotenciál/ kialakulásánál, ezen alapulnak a független részecske modellek. A rövidhatótávu kölcsönhatás főként nukleonok szupravezető típusu párkorrelációjához vezet.

Alkalmazva a fentebb kapott formulákat, explicite meg tudjuk határozni a self consistent teret és azt a kölcsönhatást, mely a nukleon párkorrelációhoz vezet. Az f kvantumszámok sorozatát lássuk el a $\sigma = \pm 1$ index-szel úgy, hogy a csak σ előjelében különböző állapotok egymás időtükrözöttjei legyenek.

Vizsgáljuk meg a következő közelítést^[12]:

$$F(f, f') = F(f) \delta(f - f'). \quad /2.1/$$

$$F(f, f') = F^*(f', f) \quad \text{relációból következik,} \quad /1.18/$$

hogyan $F(f) = F^*(f)$. Továbbá az /1.17/-ből következik, hogy

$$\Phi(f, f') = \Phi(f) \delta(f + f'), \quad /2.2/$$

$$F(f) = F(f)^2 + \Phi^*(f) \Phi(f). \quad /2.2/$$

Az átlag-energia ebben a közelítésben a következő alakot veszi fel:

$$\begin{aligned} \bar{H} = & \sum_f \left\{ T(f) + \sum_{f'} K(f, f'; f', f) F(f') \right\} F(f) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{f, f'} K(f, -f; -f', f') \Phi^*(f) \Phi(f'), \end{aligned} \quad /2.3/$$

az alapegyenleteket pedig így írjuk fel:

$$2\xi(f)\Phi(f) + [1 - 2F(f)] \sum_{f'} K(f, f'; -f', f)\Phi(f') = 0,$$

/2.4/

ahol

$$\xi(f) = T(f) + \sum_{f'} K(f, f'; f', f) F(f').$$

Igy a /2.1/ közelítésben a legáltalánosabb típusú kölcsönhatás esetét világosan ki lehet választani a self consistent térés az időtükrözött állapotban lévő nukleon-párok kölcsönhatását.

A /2.1/ közelítésben nincsenek kollektív effektusok. A továbbiak során nem fordítunk figyelmet a kollektív effektusokhoz vezető kölcsönhatásokra, a belső mozgást és a rotáció közti csatolást sem vesszük számításba. Jóllehet ezek az effektusok sok esetben lényegesek, de nem vezetnek továbbiak során a vizsgált magsajátságok észrevehető változásához. Ezenkívül a /2.1/ közelítésben a vizsgálatok kiegészítő tájékoztatást adhatnak arról, hogy milyen esetekben van szükség ilyen effektusok számításbavételére.

A maradék kölcsönhatások összes típusai közül a /2.1/ közelítésben csak egyet $K(f, -f; -f', f)$ -t tartunk meg, azt, amely a nukleonok között csak abban az esetben vezet erős korrelációkra, mikor a nukleonoknak energiája és kvantumszámái azonosak, σ kivételével.

Ez azzal van kapcsolatban, hogy a rövidhatótávú maradék kölcsönhatás sokkal erősebb kölcsönhatáshoz vezet a zérus relatív momentumú állapotok közt, mint egyéb állapotok közt. A könnyű magokban az utolsó neutron kötési energiája arra mutat, hogy az $(f, -f)$ állapotokban a korrelációk erősek, másféle állapotokban viszont a maradékkölcsönhatás szerepe nem vehető észre. Valóban ^[13] azokban az esetekben, mikor a páratlan neutron és a páratlan proton azonos kvantumszámú állapotokban található, mint a Na^{22} , Al^{26} , P^{30} , Cl^{34} , és K^{38} -ban, akkor az utolsó neutron kötési energiája /11-12/ MeV nagyságrendű, azaz éppen akkora, mint a páros neutronszámú magokban, a Ne^{22} , Mg^{26} , Al^{27} , P^{31} , S^{34} , Cl^{35} -ban stb, ahol a két külső neutron párt képez; azokban az esetekben viszont, mikor a páratlan neutron és proton különböző kvantumszámú állapotban van, mint a Na^{24} , P^{32} , Al^{28} , Cl^{36} , K^{40} , és K^{42} -ban, az utolsó neutron kötési energiája 7-8 MeV nagyságrendű, azaz ugyanakkora, mint a Ne^{21} , Mg^{25} , Si^{31} , S^{33} -ban és más olyan magokban, ahol az utolsó nukleon nem vesz részt sem páros, sem a négyes korrelációban. Innen látható, hogy a nukleonok erős korrelációja a különböző kvantumszámú állapotokban nem jelentkezik.

A feladatot fogalmazzuk meg a következőképpen: [5,7] Vizsgáljuk meg a független részecske modellel leírt nukleonok maradék kölcsönhatását a következő Hamilton-operátor segítségével:

$$H = \sum_{\lambda\sigma} \left\{ E(\lambda) - \lambda \right\} a_{\lambda\sigma}^+ a_{\lambda\sigma} - \sum_{\lambda, \lambda'} G(\lambda+, \lambda-; \lambda', \lambda') a_{\lambda+}^+ a_{\lambda-}^+ a_{\lambda'-} a_{\lambda'+} \quad /2.5/$$

A nukleon állapotot azzal a kvantumszám $(\lambda\sigma)$ sorozattal jellemezzük amelyet az átlagos tér alakja határoz meg, $a_{\lambda\sigma}^+$, $a_{\lambda\sigma}^-$ nukleon keltő és eltüntető operátorok, $E(\lambda)$ az egyrészecske energia az átlagos tér λ állapotában.

$\Delta G(\lambda_1\sigma_1, \lambda_2\sigma_2; \lambda_2'\sigma_2', \lambda_1'\sigma_1')$ függvény valós és eleget tesz az /1.4/ relációknak.

A λ -paraméter, amely a kémiai potenciál szerepét játsza, a következő feltételből határozható meg:

$$n = \sum_{\lambda\sigma} \langle a_{\lambda\sigma}^+ a_{\lambda\sigma} \rangle ; \quad /2.6/$$

ez az átlagos nukleonszám megmaradását fejezi ki.

Tegyük fel, hogy $F(\lambda) = v_\lambda^2$, $\Phi(\lambda) = u_\lambda v_\lambda$; akkor
/2.2'/ átalakul a következő feltétellé:

$$u_\lambda^2 + v_\lambda^2 = 1, \quad /2.7/$$

a /2.4/ egyenlet a következő alakot ölti:

$$2\xi_\lambda u_\lambda v_\lambda + (u_\lambda^2 - v_\lambda^2) \sum_{\lambda'} G(\lambda+, \lambda-; \lambda', \lambda') u_{\lambda'} v_{\lambda'} = 0, \quad /2.8/$$

ahol

$$\xi_\lambda = E(\lambda) - \lambda - G(\lambda+, \lambda-; \lambda-, \lambda+) v_\lambda^2.$$

A /2.8/ egyenlet lehetővé teszi ezt a triviális megoldást:

$$\begin{aligned} u_\lambda &= 1 - \Theta_F(\lambda), \\ v_\lambda &= \Theta_F(\lambda), \end{aligned} \quad /2.9/$$

mely a rendszer normál-állapotának felel meg.

$\Theta_F(\lambda) = 1$, ha $E(\lambda) < E_F$ és $\Theta_F(\lambda) = 0$, ha $E(\lambda) > E_F$, ahol E_F a Fermi-nívó energiája, vagy a független részecske modellben az utolsó betöltött héjenergiája /továbbiak során jelöljük K -val/.

Vezessük be a korrelációs függvényt:

$$C_\lambda = \sum_{\lambda'} G(\lambda+, \lambda-; \lambda', \lambda') u_{\lambda'} v_{\lambda'}, \quad /2.10/$$

amely u_λ -sel és v_λ -sel a következőképpen fejezhető ki:

$$\begin{aligned} u_\lambda^2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E(\lambda) - \lambda}{\epsilon_\lambda} \right), & v_\lambda^2 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\epsilon_\lambda} \right), \\ u_\lambda v_\lambda &= + \frac{1}{2} \frac{C_\lambda}{\epsilon_\lambda}, & \epsilon_\lambda &= \sqrt{C_\lambda^2 + (E(\lambda) - \lambda)^2}. \end{aligned}$$

Eredményképpen a következő alapegyenlet [5, 7] rendszert kapjuk:

$$C_{\lambda} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda'} G(\lambda+, \lambda-; \lambda'-, \lambda'+) \frac{C_{\lambda'}}{\sqrt{C_{\lambda'}^2 + (E(\lambda') - \lambda)^2}} \quad /2.11/$$

$$n = \sum_{\lambda} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\sqrt{C_{\lambda}^2 + (E(\lambda) - \lambda)^2}} \right\}. \quad /2.12/$$

Ezeket az egyenleteket S.T. BELAJEV^[5] a veszélyes diagramok kompenzációjának módszerével kapta meg. Jegyezzük meg, hogy $C \neq 0$ azuperfluid állapot energetikai szempontból sokkal előnyösebb, mint a /2.9/ normálállapot.

2.§. Neutron-proton párkorrelációk létezésének feltétele.

Vizsgáljuk meg, hogy milyen feltételeknél hiányoznak a szupra-vezető típusu neutron-proton párkorrelációk és az ilyen típusu maradékkölcsönhatásokat lehet-e külön vizsgálni a proton és külön a neutron rendszerek?

A proton és neutron maradék kölcsönhatások Hamilton-operátorát írjuk fel általános alakban

$$H = \sum_{\lambda\sigma\tau} \left\{ E(\lambda) - \lambda_{\tau} \right\} a_{\lambda\sigma\tau}^+ a_{\lambda\sigma\tau} - \sum_{\substack{\lambda, \lambda' \\ \tau, \tau'}} G_{\tau\tau'}(\lambda+, \tau, \lambda-, \tau'; \lambda'-, \tau', \lambda'+, \tau) a_{\lambda+\tau}^+ a_{\lambda-\tau}^+ a_{\lambda-\tau'} a_{\lambda'+\tau} \quad /2.13/$$

ahol $a_{\lambda\sigma\rho} \equiv a_{\lambda\sigma}$ proton, $a_{\lambda\sigma n} \equiv b_{\lambda\sigma}$ neutron, - operátorok. A feltétel megállapítására a /2.13/-nak csak n - ρ kölcsönhatásru vonatkozó részét használjuk fel. A teljes egyenletrendszer lezár- mazzatására alkalmazzuk a kiegészítő Hamilton-operátor bevezetésének mód- szerét. A vizsgált esetben a kiegészítő Hamilton-operátorunkja

$$H_0 = \sum_{\lambda\sigma} \left\{ (E(\lambda) - \lambda_{\rho}) a_{\lambda\sigma}^+ a_{\lambda\sigma} + (E(\lambda) - \lambda_n) b_{\lambda\sigma}^+ b_{\lambda\sigma} \right\} - \sum_{\lambda, \lambda'} G_{\rho n}(\lambda+, \lambda-; \lambda'-, \lambda'+) \left\{ A^*(\lambda) b_{\lambda-} a_{\lambda'+} + A(\lambda) a_{\lambda+}^+ b_{\lambda-}^+ - A^*(\lambda) A(\lambda') \right\}, \quad /2.14/$$

ahol $A(\lambda) = \langle b_{\lambda-}, a_{\lambda+} \rangle$

A vizsgálatot végezzük avanszált és retardált Green^[14] függvények módszerének segítségével. Készteljük az utaprólásokat. Legyen a $A(t)$ és $B(t')$ operátor Heisenberg-képben, akkor az avanszált és retardált Green-függvényt így írhatjuk fel:

$$G_{\tau}(t-t') \equiv \langle\langle A(t) B(t') \rangle\rangle_{\tau} = -i\theta(t-t') \langle [A(t), B(t')] \rangle, \quad /2.15/$$

$$G_{\alpha}(t-t') \equiv \langle\langle A(t) B(t') \rangle\rangle_{\alpha} = i\theta(t-t') \langle [A(t), B(t')] \rangle,$$

ahol

$$[A, B] = AB - BA, \quad \Theta(t) = \int_0^t \delta(t') dt',$$

A Green-függvényt meghatározó egyenleteket pedig a következő formában kapjuk:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \langle\langle A(t) B(t') \rangle\rangle = \delta(t-t') \langle [A(t), B(t')] \rangle + \langle\langle \{A(t)H - HA(t)\} B(t') \rangle\rangle \quad /2.16/$$

Írjuk fel a korrelációs függvények spektrál-előállítását:

$$\langle A(t) B(t') \rangle = \int_0^{\infty} I(\omega) e^{-i\omega(t-t')} d\omega \quad /2.17/$$

$$\langle B(t') A(t) \rangle = \int_{-\infty}^0 I(\omega) e^{-i\omega(t-t')} d\omega \quad /2.17/$$

Áttérünk a Green-függvény időszerinti Fourier-transzformáltjára.

$$\langle\langle A(t), B(t') \rangle\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle\langle A|B \rangle\rangle_E e^{-iE(t-t')} dE \quad /2.18/$$

és a megfelelő spektrál-előállításra:

$$\langle\langle A|B \rangle\rangle_{E \pm i\epsilon} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(\omega) d\omega}{E - \omega \pm i\epsilon}, \quad /2.19/$$

ahol

$$iI(E) = \langle\langle A|B \rangle\rangle_{E-i\epsilon} - \langle\langle A|B \rangle\rangle_{E+i\epsilon} \quad /2.20/$$

Alkalmazzuk a /2.14/ kiegészítő Hamilton-operátort, ekkor a következő Green-függvény egyenletrendszeret kapjuk:

$$\begin{aligned} \left\{ E - (E(\lambda) - \lambda_n) \right\} \langle\langle b_{\lambda^-}^+ | a_{\lambda^+}^+ \rangle\rangle &= -C(\lambda) \langle\langle a_{\lambda^+} | a_{\lambda^+}^+ \rangle\rangle, \\ \left\{ E - (E(\lambda) - \lambda_p) \right\} \langle\langle a_{\lambda^+} | a_{\lambda^+}^+ \rangle\rangle &= \frac{1}{2\pi i} - C(\lambda) \langle\langle b_{\lambda^-}^+ | a_{\lambda^+}^+ \rangle\rangle, \end{aligned} \quad /2.21/$$

és így tovább, ahol $C(\lambda) = \sum_{\lambda'} G(\lambda^+, \lambda^-; \lambda'^-, \lambda'^+) A(\lambda')$.

Ezeknek az egyenleteknek a megoldását a következő alakba írhatjuk:

$$\langle\langle a_{\lambda+} | a_{\lambda+}^+ \rangle\rangle_E = \frac{1}{2\pi} \frac{E + E(\lambda) - \lambda_n}{(E + \Delta)^2 - E(\lambda)^2},$$

$$\langle\langle b_{\lambda-}^+ | a_{\lambda+}^+ \rangle\rangle_E = -\frac{1}{2\pi} \frac{C(\lambda)}{(E + \Delta)^2 - E(\lambda)^2}, \quad /2.22/$$

ahol

$$E(\lambda) = \sqrt{C(\lambda)^2 + \left[E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_n + \lambda_p) \right]^2}, \quad \Delta = \frac{1}{2}(\lambda_p - \lambda_n).$$

/2.22/-t átírjuk a következő alakra:

$$\langle\langle a_{\lambda+} | a_{\lambda+}^+ \rangle\rangle_E = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1 - \frac{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)}{E(\lambda)}}{E + \Delta + E(\lambda)} + \frac{1 + \frac{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)}{E(\lambda)}}{E + \Delta - E(\lambda)} \right\},$$

$$\langle\langle b_{\lambda-}^+ | a_{\lambda+}^+ \rangle\rangle_E = -\frac{1}{2\pi} \frac{C(\lambda)}{2E(\lambda)} \left\{ \frac{1}{E + \Delta - E(\lambda)} - \frac{1}{E + \Delta + E(\lambda)} \right\},$$

és azt találjuk, hogy

$$iI_1 = \frac{i}{2} \left\{ \left(1 - \frac{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)}{E(\lambda)} \right) \delta(E + \Delta + E(\lambda)) + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)}{E(\lambda)} \right) \delta(E + \Delta - E(\lambda)) \right\},$$

$$iI_2 = -\frac{i}{2} \frac{C(\lambda)}{E(\lambda)} \left\{ \delta(E + \Delta - E(\lambda)) - \delta(E + \Delta + E(\lambda)) \right\}$$

Alkalmazzuk a /2.15/-t, és kapjuk:

$$\langle a_{\lambda+}, a_{\lambda+}^+ \rangle = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)}{E(\lambda)} \right) & \text{ha } E(\lambda) > \Delta, /2.23 \\ 0 & \text{ha } E(\lambda) < \Delta, \Delta > 0, \\ 1 & \text{ha } E(\lambda) < |\Delta|, \Delta < 0, \end{cases}$$

$$\langle b_{\lambda-}^+, a_{\lambda+}^+ \rangle = \begin{cases} -\frac{C(\lambda)}{2E(\lambda)} & \text{ha } E(\lambda) > 0, /2.24 \\ 0 & \text{ha } E(\lambda) < 0, \end{cases}$$

ekkor $C(\lambda)$ eleget tesz a következő egyenletnek:

$$C(\lambda) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda'} G_{pn}(\lambda+, \lambda-; \lambda'+, \lambda'+) \frac{C(\lambda)}{\sqrt{C(\lambda')^2 + \left\{E(\lambda) - \frac{1}{2}(\lambda_p + \lambda_n)\right\}^2}}$$

Igy a neutron-proton korrelációk létezésének feltétele a következő:

$$|\lambda_p - \lambda_n| < 2C, \quad /2.25/$$

azaz a neutron-proton rendszerek kémiai potenciáljainak különbsége kisebb kell, hogy legyen, mint a $2C$ energiahézag nagysága. A szupravezető típusu neutron-proton korrelációk eltűnési feltételét úgy lehet megfogalmazni, hogy

$$|\lambda_p - \lambda_n| > 2\xi(f), \quad /2.26/$$

azaz a kémiai potenciálok különbségének nagyobbak kell lenni a páros rendszer gerjesztési energiájánál.

Mivel a közepes és nehéz magokban a neutron potenciálgödör mélysége kb. 5.10 MeV-tal nagyobb, mint a proton potenciálgödöré, a $2\xi(f)$ mennyiség pedig rendszerint nem nagyobb 2-3 MeV-nál, ezért a /2.26/ feltétel teljesül. Így a közepes és nehézmagokban a szupravezető neutron-proton párkorrelációk hiányoznak, és a szuperfluid sajátságokat külön lehet tanulmányozni a neutron és proton rendszerekben. A könnyű magokban a /2.25/ feltétel megvalósul, mint ahogy a [19]-ben láttuk, s bennük megtalálhatók a szupravezető típusu neutron-proton párkorrelációk a proton-proton és neutron-neutronpárkorrelációk mellett. A könnyű magokban a párkorrelációk, összehasonlítva a közepes és nehéz magokkal, kisebb szerepet játszanak.

A könnyű magokban jelentős szerepet játszanak viszont a nukleon négyes korrelációk. Felhasználva a pár-kölcsönhatást leíró effektív Hamilton-operátort, a [13]-ban rámutattunk arra, hogyha a párok közötti kölcsönhatás vonzó jellegű, úgy a négyes korrelációk keletkezése energetikailag előnyös.

A pár és négyes korrelációk számításvételének a segítségével magyarázható a könnyű magok utolsó neutronjainak kötési energiájában jelentkező néhány törvényszerűség.

3.8. Közepes és nehéz magok szuperfluid sajátságai.

Térjünk vissza a /2.5/ Hamilton-operátorral leírt kölcsönható nukleon rendszer és a /2.11/ egyenlet nemtriviális megoldásának tanulmányozására, amely ezen rendszer szuperfluid állapotát írja le. A fermion rendszer szuperfluid állapotának nevezzük azt az állapotot, amelynek energiája kisebb, mint azon rendszer energiája, amelyben a soronkövetkező állapotok az E_p -Fermi-nívóig be vannak töltve.

Vizsgáljuk a páros számú neutronból és protonból álló rendszert. Oldjuk meg az alábbi egyenleteket:

$$\alpha_{\lambda\sigma} \psi = 0 \quad /1.8/$$

Keressük a hullámfüggvényt a következő alakban:

$$\psi = \prod_{\lambda} (u_{\lambda} + v_{\lambda} \alpha_{\lambda}^{+} \alpha_{\lambda}^{-}) \psi_0 \quad ; \quad /2.27/$$

ahol $\alpha_{\lambda\sigma} \psi_0 = 0$. A rendszer alapállapotának energiáját a következő formában kapjuk:

$$\epsilon = \sum_{\lambda} \left\{ 2E(\lambda) v_{\lambda}^2 - \frac{1}{2} \frac{C_{\lambda}^2}{\epsilon_{\lambda}} \right\} \quad , \quad /2.28/$$

C és λ -t meghatározó egyenleteket /2.11-12/ szolgáltatja. Egy szétszakított párt /azaz az átlagpotenciál által meghatározott nivón elhelyezkedő két kvázirészecskét/ tartalmazó állapotok a párosrendszernek a legalacsonyabban fekvő gerjesztett állapotai lesznek. Az ilyen két kvázirészecskés állapotok hullámfüggvényét így írjuk fel:

$$\alpha_{\lambda_1\sigma_1}^{+} \alpha_{\lambda_2\sigma_2}^{+} \psi = \alpha_{\lambda_1-\sigma_1}^{+} \alpha_{\lambda_2-\sigma_2}^{+} \prod_{\lambda \neq \lambda_1, \lambda_2} (u_{\lambda} + v_{\lambda} \alpha_{\lambda}^{+} \alpha_{\lambda}^{-}) \psi_0 \quad , \quad /2.29/$$

ha $\lambda_1 \neq \lambda_2$. A gerjesztett és alapállapotok közötti energia-különbség egyenlő:

$$\langle \alpha_{\lambda_1\sigma_1}^{+} \alpha_{\lambda_2\sigma_2}^{+} H \alpha_{\lambda_2\sigma_2}^{-} \alpha_{\lambda_1\sigma_1}^{-} \rangle - \langle H \rangle = \epsilon_{\lambda_1} + \epsilon_{\lambda_2} \quad . \quad /2.30/$$

Ilyen módon látható, hogy a páros rendszer gerjesztett állapotai és alapállapotai között $2C$ -nél nagyobb energia-hézag van.

Vizsgáljuk meg a páratlanszámú neutronok /protonok/-ból álló rendszert. λ kémiai potenciál és C_{λ} korrelációs függvény meghatározására vonatkozó egyenletek ilyen esetben a következő alakot öltik:

$$C_{\lambda} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda' \neq \lambda} G(\lambda+, \lambda-; \lambda', -; \lambda', +) \frac{C_{\lambda'}}{\sqrt{C_{\lambda'}^2 + \{E(\lambda') - \lambda\}^2}} \quad , \quad /2.31/$$

$$n = 1 + \sum_{\lambda \neq \lambda_1} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\sqrt{C_{\lambda}^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2}} \right\} \quad , \quad /2.32/$$

ha a kvázirészecske az λ_1 -sel jellemezhető nivón van. A rendszer hullámfüggvényét és energiáját így írjuk fel

$$\alpha_{\lambda_1\sigma_1}^{+} \psi = \alpha_{\lambda_1-\sigma_1}^{+} \prod_{\lambda \neq \lambda_1} (u_{\lambda} + v_{\lambda} \alpha_{\lambda}^{+} \alpha_{\lambda}^{-}) \psi_0 \quad /2.33/$$

$$\epsilon(\lambda_1) = E(\lambda_1) + \sum_{\lambda \neq \lambda_1} \left\{ 2E(\lambda) v_{\lambda}^2 - \frac{1}{2} \frac{C_{\lambda}^2}{\epsilon_{\lambda}} \right\} \quad . \quad /2.34/$$

A páratlan rendszer alapállapota a független részecske modell utolsó betöltött K nivóján egy kvazirészecskét tartalmazó állapot. Részecske-gerjesztés esetén a kvazirészecskék a $K+1$, $K+2$, stb. nivókon vannak, lyukgerjesztésnél viszont a $K-1$, $K-2$ stb. nivókon. Páratlan rendszer gerjesztett és alapállapotai közötti energiakülönbség egyenlő:

$$\epsilon(\Delta) - \epsilon(K) = \epsilon_{\Delta} - \epsilon_K = \sqrt{C_{\Delta}^2 + \{E(\Delta) - \lambda\}^2} - \sqrt{C_{\Delta}^2 + \{E_F - \lambda\}^2} \quad /2.35/$$

Ebből látható, hogy a párkorrelációk minőségi különbséghez vezetnek a $ps-ps$ és $pn-A$ -ju magok gerjesztési spektrumaiban.

Jegyezzük meg, hogy a kapott eredmények nem függenek a konkrét kvantumszámok sorozatától, és így a választott független részecske modell formájától sem. Ezért ezt a módszert alkalmazni lehet mind a gömbszimmetrikus magok tanulmányozására, mind pedig a deformált és az idetartozó axiális aszimmetrikus magok tanulmányozására.

Vizsgáljuk meg a szupravezető nukleonok párkorrelációihoz vezető erők sajátosságait, azaz $G(\Delta^+, \Delta^-; \Delta'^-, \Delta'^+)$ függvény viselkedését. Ismeretes, hogy a rövidhatótávú erők természete olyan, hogy lényegesen erősebb kölcsönhatáshoz vezet a zérus teljes impulzus momentumú állapotokban, mint más kétrészecske állapotban. Másrésztől a közepes és nehéz magokban csak olyan nukleonok esetében figyelhetők meg erők korrelációk, melyek egymáshoz viszonyítva S állapotokban találhatók. Ezzel kapcsolatban úgy szokás tekinteni, hogy a nukleonok szupravezető típusú párkorrelációjára vezető maradék kölcsönhatások rövidhatótávúak, amit a következő formában lehet kifejezni:

$$G \sim \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) .$$

Ez azt mutatja, hogy az impulzustérben a G állandó. Ezért a héjmodellben és a Nilsson-modellben közelítőleg $G(\Delta^+, \Delta^-; \Delta'^-, \Delta'^+)$ nem függ sem az Δ^- -től, sem az Δ'^- -től, azaz

$$G = \text{Const} \quad /2.36/$$

Vizsgáljuk meg a $G = \text{Const}$ esetet

Ebben az esetben a C_{Δ} korrelációs függvény állandó:

$$C = \sum_{\Delta} G u_{\Delta} v_{\Delta} ,$$

az /2.11/ és /2.12/ alapegyenletek a következő alakot öltik:

$$1 = \frac{G}{2} \sum_{\lambda} \frac{1}{\sqrt{C^2 + [E(\lambda) - \lambda]^2}} \quad , \quad /2.37/$$

$$n = \sum_{\lambda} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\sqrt{C^2 + [E(\lambda) - \lambda]^2}} \right\} \quad . \quad /2.37/$$

Páros számú részecskéből álló rendszer energiáját így írjuk fel:

$$\epsilon = \sum_{\lambda} E(\lambda) \sigma_{\lambda}^2 - \frac{C^2}{G} \quad . \quad /2.38/$$

G_N neutron-rendszer esetében a párkölcsönhatási konstanst és proton rendszer esetében pedig G_Z konstanst a következő formulák szolgáltatják:

$$P_Z(z, N) = \frac{1}{2} \left\{ 2\epsilon(z-1, N) - \epsilon(z, N) - \epsilon(z-2, N) \right\} \quad , \quad /2.39/$$

$$P_N(z, N) = \frac{1}{2} \left\{ 2\epsilon(z, N-1) - \epsilon(z, N) - \epsilon(z, N-2) \right\} \quad ,$$

felhasználva magok tömegkülönbségéből számított párenergia tapasztalati értékeit.

Igy adott G_N , G_Z értékek esetében és az átlagos potenciáltér $E(\lambda)$ egyrészecske nivóinak ismeretében a C korrelációs függvények és a λ kémiai potenciálok egyértelműen megállapíthatók a /2.37/ és /2.37'/ egyenletekből. A szuperfluid állapot fő jellegzetességeinek meghatározására szolgáló ezen módszer [16] lényegesen eltér a több szerző [17] által alkalmazott szemlélettől, amely szerint a C értékeket a párenergiából határozzuk meg, a λ -ról pedig feltételezzük, hogy az E_F Fermi-energiával egyenlő. Az általunk vizsgált G és λ meghatározására irányuló módszernek, összehasonlítva a [17]-ben alkalmazott közelítéssel, több előnye van: először is a mi esetünkben van lehetőség arra, hogy meghatározzuk a C -t és λ -t a gerjesztett állapotokra is, továbbá, hogy figyelembe vegyük a C és λ változását a magdeformáció változása esetér, stb. amit nem lehet megtenni a [17] esetében, másodsor számításaink pontosabbak, egyértelműbbek és megbízhatóbbak, amennyiben rendelkezésünkre áll egy párkölcsönhatási konstans, G , amely magról-magra lassan és monoton változik, ugyanakkor a korrelációs függvény ugrászerűen változik self consistent tér nivó rendszerétől függően. Ezen kívül C csak durván egyenlő a párenergiával, és λ eltérése E_F -től több esetben igen lényeges.

Ilyen módon a nukleon párkorrelációk számításhavétele lehetővé tette, hogy megmagyarázzuk a páros és páratlan magok tömegkülönbségére vonatkozó kísérleti adatokat és a ps-ps magokban fellépő energia-hézagot.

Bizonyos vizsgálatok lehetővé teszik, hogy deformált magok tehetlenségi nyomatékainak a kísérlettel megegyező értékeit is megkapjuk. Ezen vizsgálatok alapján azt a következtetést lehet levonni, hogy mind a

neutronok, mind pedig a protonok közötti maradékkölcsönhatások vonzó jellegűek, a közepes és nehézmagok alapállapotai pedig szuperfluid állapotok. Az alap és gerjesztett állapotok ezen szuperfluid sajátosságait feltétlenül figyelembe kell venni a magszerkezet tanulmányozásánál.

III. Fejezet

Δ SZUPERFLUID MAGMODELL

1.§. A modell megfogalmazása.

Szuperfluid modellnek nevezzük az olyan modellt, amelyben számításba vesszük a nukleonok szupravezető típusú párkorrelációkhoz vezető maradékkölcsönhatásait. A modell alaptételeit úgy fogalmazzuk meg, hogy ennek alapján lehetséges legyen az atommagok alap és gerjesztett állapotainak sajátosságait kvantitatíve vizsgálni. A szuperfluid modell elnevezéssel azt hangsúlyozzuk, hogy a mag-sajátságok tanulmányozásának ez a módszere korlátozott és közelítő jellegű. A szuperfluid magmodell^[1-5] a független részecske modell tovább fejlesztése, valamint a párkorrelációk^[6-7] kezdeti tanulmányozási módszerének olyan megformulézása, amely nemcsak az atommagok sajátosságainak minőségi megvilágítására alkalmas, hanem a konkrét magok sajátosságainak mennyiségi tanulmányozására is.

A független részecske modell átlag magpotenciáljával dolgozva, a szuperfluid magmodell figyelembe veszi a magban létrejövő nukleon-nukleon kölcsönhatásoknak párkorrelációhoz vezető rövidhatótávú részét, a következő feltételezések mellett:

1. Mind a protonok, mind pedig a neutronok között végbemenő maradékkölcsönhatásokat a következő alakú Hamilton-operátor írja le:

$$H = \sum_{\lambda\sigma} \left\{ \epsilon_0(\lambda) - \lambda \right\} a_{\lambda\sigma}^+ a_{\lambda\sigma} - G \sum_{\lambda_1\lambda_2} a_{\lambda_1}^+ a_{\lambda_2}^+ - a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2} \quad /3.1/$$

2. A probléma alapegyenleteit a Bogoljubov-féle variációs elvből határozzuk meg, ezen az uton az alap- és a gerjesztett állapotok szuperfluid tulajdonságait leíró egyenletrendszereket kapjuk. Azt a hatást, amelyet a gerjesztés a szuperfluid tulajdonságokra kifejt, a továbbiakban "blocking effektusnak" nevezzük.

3. A feladat megoldásának matematikai módszere az átlagos részecskeszám megmaradásához vezet

$$n = \sum_{\lambda\sigma} \langle a_{\lambda\sigma}^+ a_{\lambda\sigma} \rangle \quad /3.2/$$

ezt kiszámítani azonban csak adott magok esetében lehet.

A szuperfluid magmodell alapfeltevései a párkorrelációk vizsgálatának korábbi módszereitől a következőkben térnek el: a/ a szuperfluid modell számításbaveszi a szuperfluid tulajdonságok változását az alapállapotról a gerjesztett állapotokra való áttérésnél, b/ ugyanakkor az átlagos részecskeszám megmarad, minthogy az [5-7]-ben még az átlagos részecskeszám sem állandó. Az erősen deformált magok tartományában igen lényeges a különbség, ha összehasonlítjuk a szuperfluid magmodellel végzett vizsgálatok eredményeit a párkorreláció korábbi megformulázása szerint végzett számításokkal.

A továbbiak során meghatározzuk a szuperfluid állapot jellemzőinek kiszámítására alkalmas egyenleteket, páros és páratlan rendszerek gerjesztett és alapállapotainak energiáit és hullámfüggvényeit.

Végezzük el a következő lineáris kanonikus transzformációt:

$$\alpha_{\lambda\sigma} = u_{\lambda} \alpha_{\lambda-\sigma} + \sigma v_{\lambda} \alpha_{\lambda\sigma}^+ \quad /3.3/$$

ahol $u_{\lambda}^2 + v_{\lambda}^2 = 1$. Az $\alpha_{\lambda\sigma} \psi = 0$, feltétellel definiált ψ állapotban kiszámíthatjuk \bar{H} energia-operátor átlagértékét:

$$\bar{H} = 2 \sum_{\lambda} \left\{ E_0(\lambda) - \lambda \right\} v_{\lambda}^2 - G \sum_{\lambda, \lambda'} u_{\lambda} v_{\lambda} u_{\lambda'} v_{\lambda'} - G \sum_{\lambda} v_{\lambda}^4$$

Mivel a $G \sum_{\lambda} v_{\lambda}^4$ tag a selfconsistent teret módosítja, renormálást hajtunk végre:

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) - \frac{G}{2} v_{\lambda}^2, \quad /3.4/$$

és kapjuk, hogy:

$$\bar{H} = 2 \sum_{\lambda} \left\{ E(\lambda) - \lambda \right\} v_{\lambda}^2 - G \sum_{\lambda, \lambda'} u_{\lambda} v_{\lambda} u_{\lambda'} v_{\lambda'} \quad /3.5/$$

Határozzuk meg u_{λ} -t, és v_{λ} -t a \bar{H} minimum feltételéből. Eredményképpen azt kapjuk, hogy

$$2 \left\{ E(\lambda) - \lambda \right\} u_{\lambda} v_{\lambda} - G (u_{\lambda}^2 - v_{\lambda}^2) \sum_{\lambda'} u_{\lambda'} v_{\lambda'} = 0.$$

Vezessük be a korrelációs függvényt^x

$$C = G \sum_{\lambda'} u_{\lambda} v_{\lambda'} \quad /3.6/$$

és határozzuk meg

^x Itt a korrelációs függvényt C -vel jelöljük, az irodalomban gyakran Δ jelzik.

$$u_{\lambda}^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(\lambda) - \lambda}{\varepsilon(\lambda)} \right\}, \quad v_{\lambda}^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\varepsilon(\lambda)} \right\}$$

$$\varepsilon(\lambda) = \sqrt{C^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2}$$

A hullámfüggvényt, a C és λ meghatározására szolgáló egyenleteket és a párosrendszer alapállapotának energiáját a következő alakban kapjuk:

$$\Psi = \prod_{\lambda} (u_{\lambda} + v_{\lambda} a_{\lambda+}^{\dagger} a_{\lambda-}^{\dagger}) \Psi_0, \quad /3.7/$$

$$\frac{2}{G} = \sum_{\lambda} \frac{1}{\sqrt{C^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2}}, \quad /3.8/$$

$$n = \sum_{\lambda} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\sqrt{C^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2}} \right\}, \quad /3.9/$$

$$\mathcal{E} = \sum_{\lambda} E(\lambda) \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda}{\sqrt{C^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2}} \right\} - \frac{C^2}{G}, \quad /3.10/$$

ahol $a_{\lambda\sigma} \Psi_0 = 0$.

A hullámfüggvények, az energia és a páros rendszer kétkvazirészecskes gerjesztett állapotaira vonatkozó egyenletek a következők:

$$\Psi(f_1, f_2) = a_{f_1\sigma_1}^{\dagger} a_{f_2\sigma_2}^{\dagger} \prod_{\lambda \neq f_1, f_2} [(u_{\lambda}(f_1, f_2) + v_{\lambda}(f_1, f_2) a_{\lambda+}^{\dagger} a_{\lambda-}^{\dagger})] \Psi_0, \quad /3.11/$$

$$\Psi(f_1, f_2) = [u_{f_1}(f_1, f_2) a_{f_1}^{\dagger} a_{f_1}^{\dagger} v_{f_1}(f_1, f_1)] \prod_{\lambda \neq f_1} [u_{\lambda}(f_1, f_1) + v_{\lambda}(f_1, f_1) a_{\lambda+}^{\dagger} a_{\lambda-}^{\dagger}] \Psi_0, \quad /3.11/$$

$$\mathcal{E}(f_1, f_2) = E(f_1) + E(f_2) + \frac{G}{2} [v_{f_1}(f_1, f_2)^2 + v_{f_2}(f_1, f_2)^2] + \sum_{\lambda \neq f_1, f_2} E(\lambda) v_{\lambda}(f_1, f_2)^2 - \frac{C(f_1, f_2)^2}{G}, \quad /3.12/$$

$$\frac{2}{G} = \sum_{\lambda \neq f_1, f_2} \frac{1}{\sqrt{C(f_1, f_2)^2 + \{E(\lambda) - \lambda(f_1, f_2)\}^2}}, \quad /3.13/$$

$$n = 2 + \sum_{\lambda \neq f_1, f_2} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda(f_1, f_2)}{\sqrt{C(f_1, f_2)^2 + \{E(\lambda) - \lambda(f_1, f_2)\}^2}} \right\} \quad /3.14/$$

A páratlan számú részecskékből álló rendszer alapállapota az az állapot, amelyben a K nivón egy kvázirészecske helyezkedik el.

Az egykvázirészecskes és a háromkvázirészecskes állapotokat a páratlan rendszer gerjesztett állapotainak tekintjük. Egykvázirészecskes alap és gerjesztett állapotokra a következő hullámfüggvényt kapjuk:

$$\psi(f_i) = a_{f_i \lambda}^+ \prod_{\lambda \neq f_i} (u_{\lambda}(f_i) + v_{\lambda}(f_i) a_{\lambda}^+ a_{\lambda}^-) \psi_0,$$

az energia:

$$\mathcal{E}(f_i) = E(f_i) + \frac{G}{2} v_{f_i}^2(f_i) + \sum_{\lambda \neq f_i} \frac{1}{2} \epsilon(\lambda) v_{\lambda}^2(f_i) - \frac{C(f_i)^2}{G}, \quad /3.16/$$

az alapegyenletek:

$$\frac{2}{G} = \sum_{\lambda \neq f_i} \frac{1}{\sqrt{C(f_i)^2 + \{E(\lambda) - \lambda(f_i)\}^2}}, \quad /3.17/$$

$$n = 1 + \sum_{\lambda \neq f_i} \left\{ 1 - \frac{E(\lambda) - \lambda(f_i)}{\sqrt{C(f_i)^2 + \{E(\lambda) - \lambda(f_i)\}^2}} \right\}. \quad /3.18/$$

A fentebb felsorolt állapotok főbb szuperfluid jellemzőinek meghatározására, azaz a C korrelációs függvények és a λ kémiai potenciálok meghatározására oldjuk meg, ugyanugy mint a [19]-ban, elektronikus számítógéppel a megfelelő egyenletrendszereket. Az átlagpotenciál nivóiként a Nilsson-séma [19] kicsit korrigált energia-szintjeit használjuk.

2.8. A páratlan A-ju magok egyrészecske nivói és párenergiaja.

A neutron és proton rendszerpár kölcsönhatási konstansait: G_N -t és G_Z -t a tömeg különbségekre vonatkozó kísérleti adatokat felhasználva számítottuk ki, a következő formula szerint:

$$P_N = \frac{1}{2} \left\{ 2E(Z, N-1) - E(Z, N) - E(Z, N-2) \right\}, \quad /3.19/$$

vagy egy pontosabb formula szerint

$$P_N = \frac{1}{4} \left\{ 3E(Z, N-1) + E(Z, N+1) - 3E(Z, N) - E(Z, N-2) \right\} \quad /3.19/$$

ott, hol egyáltalán rendelkezésre álltak a megfelelő kísérleti adatok. A G_N és G_Z párkölcsönhatási konstansokat a párenergia számított és kísérleti értékeinek [20, 21] gondos összehasonlítása alapján számítottuk. Az analízis eredményeit pl. $225 \leq A \leq 255$ tartományban az 1. ábrán mutatjuk be, ahol P_2 a párenergia kísérleti értékeit szaggatott vonallal, P_2 számított értékeit pedig $G_Z = \frac{29}{A}$ MeV esetében kihúzott vonallal kötjük össze.

A párenergia számított és kísérleti adatainak összehasonlítása alapján az erősen deformált magok két tartományában a $154 \leq A \leq 188$ és a $225 \leq A \leq 255$ esetben a párkölcsönhatás konstansaira a következő értékeket kapjuk:

$$G_N = \frac{26-27}{A} \text{ M3b}$$

/3.20/

$$G_Z = \frac{28-29}{A} \text{ M3b}$$

amikor is az átlagpotenciál 36 nivójára összegeztünk.

A G és λ -t meghatározó egyenletekben az összegezés az átlagpotenciál 36 nivójára történt. Vizsgáljuk meg, hogy mennyire függenek a számítási adatok ezen egyenletek "levágásától". Ezért számítsuk ki a C és $C(K)$ korrelációs függvényeket $C(K)$ a páratlan számú nukleonokból álló rendszer alapállapotának korrelációs függvénye/ a $Z=94$ és $Z=93$ esetében, és a P_z párenergiát $Z=94$ esetében, mikor is a K állapot alatt az átlagos potenciál 17 nivójára nézve történik összegezés, K fölött pedig különböző "levágásokat" hajtunk végre^X és pedig: $K+3$, $K+6$, $K+9$, $K+12$, $K+15$, és $K+18$ -nál. A számítási eredményeket az I. táblázat tartalmazza. $G_z = 0.0185$ ugyanazon értékére /36 nivóra való összegezésnél ez megfelel a reális magerőknek/ a C korrelációs függvény nagymértékben függ a "levágástól", növekszik az összegezés tartományának növelésével. Azonban, ekkor éppen ilyen mértékben változik a párenergia értéke. $A \cdot C(K)/C$ viszony alig függ a levágástól, ha elég magasan végezzük. A szuperfluid magmodellre vonatkozó számítások során a

G_z értékét a párenergia kísérletileg kapott értékeinek P_z számított értékeivel való összehasonlítás alapján kapjuk meg. Megjegyzendő, hogy

G_z értékei a levágástól függenek. Ezért, hogy a levágás szerepét megvilágítsuk, számításokat kell végezni G_z különböző értékeire nézve, úgy, hogy minden levágásra ugyanolyan értékű párenergiát kapjunk. Ilyen típusú számítások eredményett az I. táblázat alsó részén közöljük. Nekünk nem sikerült olyan G_z -ket kiválasztani, hogy az összes levágásnál szigorúan azonos értékű párenergiát kapjunk, azonban azt tapasztaltuk, hogy a P_z változása $K+6$ -ra és cfelett jelentéktelen. Az I. táblázatból látható, ha fölött hatnál több nivót összegeztünk, akkor a C korrelációs függvény és $C(K)/C$ viszony, vagyis az összes szuperfluid sajátság, gyakorlatilag független a levágástól ugyanazon párenergia érték mellett.

Igy a szuperfluid állapotok főbb jellemzői nem függenek a levágástól, ha a levágást K fölötti, illetve K alatti 3-5 MeV-nél nagyobb energiáknál végezzük. Amikor ezen egyenletekben az összegezést limitáljuk, akkor nem szükséges levágási állandó bevezetése. Minthogy a G párkölcsönhatási állandót a levágás számításbavételével mintegy átnormáljuk,

Azt kapjuk, hogy $154 \leq A \leq 188$ és $225 \leq A \leq 255$ tartományokban a G_N és G_z párkölcsönhatási konstansok jó közelítéssel A^{-1} -gyel arányosan változnak, amikor az egyik magról a másikra, illetve a deformált magok egyik tartományáról a másikra térünk át. Így gyakorlatilag az összes neutron rendszerre egyetlen G_N értéket, valamint az összes proton rendszerre egyetlen G_z értéket kaptunk az erősen deformált magok mindkét tartományában. Ez azt jelenti, hogy a bevezetett "levágással" korlátozott effektív kölcsönhatási tartományt helyesen választottuk. Ez azt is jelenti, hogy az a hipotézis, hogy $G(\lambda^+, \lambda^-; \lambda'^-, \lambda'^+)$ nem függ λ és λ' től, ésszerű. Igy

X jelöljük K -val a $G=0$ esetében az átlagpotenciál utolsó betöltött egyrészesecske szintjét, $K-1, K-2$, stb-vel lyukállapotokat, $K+1, K+2$, stb.-vel pedig a részecske állapotokat.

az elméletnek a kísérlettel való összehasonlítása azt mutatta, hogy az egyik alapvető hipotézis, $G = \text{const}$, nagy pontossággal teljesül.

Vizsgáljuk meg a szuperfluiditás hatását a pn magok egyrészecske nivóinak viselkedésére. Mint ismertes, a páratlan mag állapotának paritását és spinjét az átlagpotenciál azon nivójának paritásával és spinjével határozzuk meg, melyen a kvazirészecske tartózkodik. Ez a magban megvalósuló párkorrelációk nagy szerepének következménye, és a szuperfluid magmodellből közvetlenül következik. A párkölcsonhatás bekapcsolásakor az átlagpotenciál nivói a következőképpen változnak meg:

1. A párkorrelációk rendszerint nem változtatják a rendszer alapállapot spinjét.
2. A gerjesztett rendszer energiája G növekedésével meglehetősen gyorsan csökken, bár az egyrészecske szintek összetorlódása egyenlőtlenül megy végbe.
3. Lyuk és részecske gerjesztések a G növelésekor különbözőképpen viselkednek, azonban a lyuk/részecske/ nivók egymáshoz viszonyított sorrendje változatlan marad.

A 2. ábrán bemutatjuk a párkorrelációk hatását az átlagpotenciál egyrészecske nivóira az $N=105$ példával. Tegyük fel, hogy az alapállapot energiája nulla, $\epsilon(K)=0$ alatt a lyuk gerjesztések energiáját $\epsilon(K)=0$ felett pedig a részecske gerjesztések energiáját rajzoljuk fel. Baloldalt az állapot jellemzőit tüntettük fel, az azonos állapotokat kihuzott vonallal kötöttük össze.

A [18]-ban sok páros mag egyrészecske nivóit számították ki, a számított gerjesztési energiák a kísérleti adatokkal jobban megegyeznek, mint a Nilsson-sémából kapott értékek. Azonban, mivel a páratlan magok talált nivói erősen függnak az átlagpotenciál nivóinak viselkedésétől, ezért fokozott figyelemmel az egyrészecske szintek sűrűségét vizsgáltuk. Azt találtuk, hogy a számított alacsonyenergiájú egyrészecskenivók sűrűsége mind a ritkaföldfém - mind pedig a transzurán tartományban megegyezik a kísérleti adatokkal és kb. kétszer nagyobb, mint a Nilsson-séma által kapott nivósűrűség. Jegyezzük meg, hogy a nivósűrűség növekedése kapcsolatban van az alap és gerjesztett állapotok szuperfluid sajátságaival és nem lehet reprodukálni a független részecske modellben az egyrészecskeszintek viselkedésének megváltoztatásával.

^xA jelölések, mint a [22]-ben is, az aszimptotikus kvantumszámokon alapulnak, N teljes oszcillátor kvantumszám, n_z - oszcillátor kvantumszám a z tengely mentén, a tengely merőleges a mag szimmetria tengelyére, Λ a részecske impulzus-momentum vetülete a mag szimmetria-tengelyére, Σ - részecske spin-vetülete erre a tengelyre; $K = \Lambda \pm \Sigma$, Π - a paritás. Az állapotot úgy írjuk fel, mint $K \Pi [N n_z \Lambda]$, vagy rövidebben $N n_z \Lambda \uparrow$, ha $K = \Lambda + \Sigma$ és $N n_z \Lambda \uparrow$, ha $K = \Lambda - \Sigma$; $\hbar \omega = 41 A^{1/3} \text{ MeV}$.

A pn magok egyrészesecske nivói adatokat szolgáltatnak az átlagpotenciál energianivóiról, melyek a ps-ps magok energiáinak kiszámításához, a β - átmenetek valószínűségének analiziséhez, stb. szükségesek. Ezért az ilyen nivók megállapítására vonatkozó kísérleteket igen nagy érdeklődés kíséri.

3.5. Számítások pontosságának vizsgálata és a paraméterek megválasztása.

Vizsgáljuk meg azt a kérdést, hogy mi korlátozza a szuperfluid magmodellre vonatkozó számítások pontosságát, és a magok viselkedésének általános törvényszerűségein kívül a szuperfluid magmodell alapján lehet-e tanulmányozni külön-külön a magok specifikus sajátosságait. Az elvégzett számításokban előforduló hibáknak két oka van:

1. Az átlag potenciál nivói helyzetének pontatlan ismerete és a nivók helyzetének fluktuációja magról-magra.
2. A közelítő matematikai módszer alkalmazása a feladat megoldására.

Vizsgáljuk meg először az első okot. Ismeretes, hogy a rendszer szuperfluid sajátosságai a K nivó közelében lévő néhány átlagpotenciál nivó viselkedésétől és a G párkölcsönhatási konstans nagyságától erősen függenek. A korábbi számításokat a Nilsson-séma kissé korrigált egyrészesecske-nivói alapján végezték, ez a séma azonban nem minden esetben ad helyes nivósortrendet, sőt, mi több, nem adja meg a szükséges távolságokat sem a nivók között. Ezért a számítások pontosságát alapjában véve az átlagpotenciál energianivók viselkedésének durva leírása korlátozta. Ezért a korábbi számításokban hiányosságok vannak: először is magában a Nilsson-sémában lévő hiányosságok, másodsor az egyensúlyi deformációk paramétereinek nem kielégítően pontos ismerete, harmadszor a proton /neutron/ rendszer átlagpotenciál változását a neutron /proton/ párok számának változásakor nem vették figyelembe, stb.

Ezért a 20 -ban javasoltak egy javított számítási sémát, mely a párenergia és a páratlan A-ju magok egyrészesecske nivóira kapott kísérleti adatokra támaszkodik. Alapul a Nilsson-sémát vették, de minden K nivó közelében néhány nivót korrigáltak, és a G párkölcsönhatási konstanszt úgy választották ki, hogy pn A-ju magoknál a kísérleti adatokkal megegyező egyrészesecske spektrumot és párenergiaikat kapjanak. Ezt a programot elektronikus számológéppel valósítva meg, megoldották a C, λ, ϵ és $\delta(\Delta)$ meghatározására vonatkozó egyenleteket különböző $E(\Delta)$ és G paraméterek esetén, és kiválasztották a legmegfelelőbb paramétereket. Mivel a K közelében néhány nivó helyzete a kísérleti adatoknak megfelelően rögzítve van és a többi nivó részletes viselkedése nincs hatással a rendszer sajátosságaira, az ilyen számítások, amelyekben nem alkalmaznak hullámfüggvényeket, nem függenek az átlagpotenciál konkrét formájától.

Az ilyen számítási séma alkalmazása jelentékeny mértékben javította a ps-ps erősen deformált magok gerjesztési energiáira vonatkozó számítási és kísérleti adatok közötti egyezést, a korábbi, Nilsson-séma nivókkal történő számításokhoz képest. Mi azonban szándékosan /azért, hogy megvilágítsuk a szuperfluid magmodell alapfeltevéseinek helyességét, nem vezettünk be sok paramétert/ nem vettük figyelembe az átlagos potenciál nivóinak fluktuációját magról magra. Ezek a fluktuációk megmutatkoznak a pn A-ju magok egykvazirészecskes nivóinak viselkedésében. Több esetben az ilyen fluktuáció jelentékeny, ami pl. a 3. ábrán látható, ahol $N=99$, $N=143$ és $Z=69$ magnivók helyzeteiben végbemenő változásokat ábrázoljuk. A továbbiakban a ps-ps magok gerjesztési energiájával kapcsolatos számítások pontosságát növelni lehet. Ezért minden ps-ps magra olyan átlag-potenciál nivókat kell választani, melyek szerint a szomszédos pn magok számított nivói jó egyezést mutatnak a megfelelő kísérleti adatokkal. Azonban jelenleg az ilyen számítások elvégzésére még nincsenek meg a szükséges kísérleti adatok.

Térjünk át most a számításainkban előforduló hibák második okára. Éspedig: vizsgáljuk meg a feladat megoldása során az alkalmazott közelítő módszer pontosságát. Hogy a matematikai módszer pontosságát durván meghatározzuk, képezzük Δn az átlagos részecskeszám négyzetes szórásának és az átlagpotenciál figyelembevett állapotai számának, 2Ω -nak a hányadosát:

$$\text{Itt} \quad (\Delta n)^2 = \sum_{\lambda} \frac{C^2}{C^2 + \{E(\lambda) - \lambda\}^2} \quad /3.21/$$

Minthogy a szuperfluid sajátságokat jellemző függvények a K nivó felett és alatt kb. 3-4 C-nak megfelelő energia-tartományban lényegesen, ezért csak erre a tartományra határozzuk meg $\frac{\Delta n}{2\Omega}$ értékét. Azt találjuk, hogy a $\frac{\Delta n}{2\Omega}$ hányados a K körüli $\pm 3C$, $\pm 4C$ és $\pm 5C$ energia-intervallumban rendre 0,08, 0,06 és 0,05-tel egyenlő. A K körüli $\pm 2C$ intervallumban a $\frac{\Delta n}{2\Omega}$ hányados értéke 0,12. A pn rendszer összes állapota és a ps rendszer gerjesztett állapotai esetében a részecskeszám átlagos négyzetes szórása mindig kisebb, mint a párosrendszer alapállapotát jellemző Δn , azaz így a módszer hibája 5% nagyságrendű, és más esetben sem lehet 10%-nál nagyobb.

Érdekesebb és eredményesebb a módszer pontosságának vizsgálata Pavlikovszki és Rybarszka^[23] által tanulmányozott modellel. Ők megvizsgálták a kétszeresen degenerált egyenlőtávolságra lévő Ω számú nivón elhelyezkedő n-részecskének a /3,1/ Hamilton-operatorral leírt kölcsönhatását. A feladatot elektronikus számológéppel pontosan megoldották $n=6$ és $\Omega=5$ -re, mikor a G rendre egyenlő $0,5\Delta E$, $0,8\Delta E$, $1\Delta E$ és $1,25\Delta E$ -vel, ahol $\Delta E = E(i+1) - E(i)$.

Az exakt eredményt összehasonlították a közelítő eredményekkel: a blocking effektus számításbevételével, mint a szuperfluid magmodellnél. A 4. ábrán összehasonlítjuk az exakt módszerrel /jelöljük m-mel/ és a közelítő

módszerekkel /jelöljük a-val és b-vel/ kiszámított alap és gerjesztett állapotok energiáit $G = 1,25 \Delta E$ esetén. G összes értékeire a rendszer alapállapot energiája exakt megoldás esetén kisebb, mint a közelítő módszerrel kapott energia, ezt azonban nem lehet elmondani a gerjesztett állapotokról. Az a/ és b/ közelítésben kapott gerjesztési energiák átlagosan csak valamivel kisebbek, mint a feladat exakt megoldása esetében kapott gerjesztési energiák. Jegyezzük meg, hogy az exakt módszerben a $(K, K+1)$ az első gerjesztett állapot, a szaggatott vonallal rajzolt $2C$ hézag nagyságánál valamivel alacsonyabban van.

A 4. ábrából látható, hogy a szuperfluid magmodell közelítésének megfelelő b/ módszer helyesen írja le a gerjesztett állapotok sorrendjét és azok viselkedését, bár a gerjesztések nagysága észrevehetően különbözik az exakt megoldással kapott értékektől. Az a/ módszer esetében a hibák ellentétes előjelűek, a nivósorrend megváltozik az exakt megoldáshoz képest, és ezért a spektrum jellegét rosszul adja vissza. Meg kell jegyezni, hogy a vizsgált modellben sokkal kisebb pontosságot kaptunk a közelítő módszerek alkalmazásával, mint az erősen deformált magok számításánál. Ez azért van, mert a Ω és n értéke túlságosan kicsi, és a G értéke relative nagy.

Ismeretes, hogy a szuperfluid magmodellel végzett számításoknál a részecske-szám átlagosan véve állandó, az n részecske-rendszer hullámfüggvényei $n=2, n=3$, stb. részecskeszámú állapotok keveredését tartalmazták. Mint ahogy a [24] -ben megjegyezték, a gerjesztési energiák számítási pontossága javul, ha a $\chi_{3,7}$ hullámfüggvény helyett azok normált projekcióját alkalmazzuk az n részecske-állapot alterére. A 4. ábrán ap/ és bp/ -vel jelzett projektált hullámfüggvények segítségével összehasonlíjuk a gerjesztési energiák számításait az a/ és b/ módszerrel végzett közelítő számításokkal. Ebben az esetben jó egyezést kaptunk a pontos számításal különösen nagy G értékekre.

Hasonlítsuk össze exakt és közelítő módszerrel kapott részecske eloszlás sűrűségeket alap- és gerjesztett állapotokban. Ebből a célból a 2. táblázatban közöljük a részecskeszám sűrűség-eloszlását a rendszer alapállapotában, amikor a G értéke egyenlő $0,5\Delta E$, $1\Delta E$ és $1,25\Delta E$ -vel, az N_0 exakt megoldás esetén, a $(\langle \Phi_0 | N_n | \Phi_0 \rangle)$ projektált hullámfüggvényekkel és a közelítő módszerrel végzett számítás χ_n^2 esetében. A táblázatból látható, hogy a χ_n^2 előggé jól leírja a részecskeszám sűrűség-eloszlást, a χ_n^2 / N_n hányados pedig $0,91 - 1,25$ határok között változik. A projektált hullámfüggvényekkel való számítások az a/ és b/ közelítésekben lényeges javulást nem mutatnak.

A 3. táblázatban közöljük a részecskepár sűrűség-eloszlásokat $G = 1,25 \Delta E$ esetében. A 3. táblázatból látható, hogy a b/ módszerrel végzett számítások helyesen írják le a részecskepár eloszlást gerjesztett állapotokban. Meg kell jegyezni, hogy $(K, K=1)$ állapotban b/ módszer esetén a

a párkorrelációk kevésbé érvényesülnek, mint az exakt módszernél, a többi állapotban pedig ennek az ellenkezője következik be. A projektált hullámfüggvényekkel való számítások pedig az exakt megoldáshoz képest a szuperfluiditást jelentékeny mértékben gyengítik. Az a/ módszerrel történő számításokban nem marad meg az átlagos részecskeszám, a pár eloszlási sűrűség pedig az exakt megoldással kapott számításai eredményektől erősen eltér.

A részecskeszám sűrűségeloszlás tanulmányozása alap és gerjesztett állapotokban azt mutatta, hogy a b/ módszerrel végzett számítások jó egyezést mutatnak az exakt megoldásokkal. Amennyiben Ω növelésével és G csökkenésével a b/ módszer szerinti számítások pontossága csak javulhat, úgy ebből következik, hogy a szuperfluid magmodell alapján végzett reális v_Δ^2 és u_Δ^2 -re vonatkozó számítások pontossága elég jó. Jegyezzük meg, hogy az α és β -átmenetek valószínűségével kapcsolatos szuperfluid korrekciók a v_Δ és u_Δ értékek összegéből és szorzásából tevődnek össze és ezért ezeket jó pontossággal lehet kiszámítani. Az elvégzett elemzésből azt a következtetést lehet levonni, hogy az α és β átmenetek valószínűségének a tanulmányozására nem szükséges az alkalmazott matematikai közelítés pontosságának további javítása, ha nem vesszük figyelembe részletesen az átlagpotenciál nivóinak fluktuációját.

Mivel a szuperfluid magmodellel kapcsolatban végzett számítások a párenergiák kísérleti adataira támaszkodnak, hasonlítsuk össze az alap és gerjesztett állapotoknak az exakt és a b/ módszer segítségével számított energiáit ugyanazon P párenergia értékeknél.

Az 5. ábra mutatja az exakt módszerrel és a b/ módszerrel számított alap és gerjesztett állapotok energiáit $P=P_0$, $G=\Delta E$ esetén. Ha az exakt megoldásban $G=\Delta E$, $P=P_0$, akkor a b/ módszerben a párenergia a $P=P_0$ értéket a $G=1,09\Delta E$ -nél veszi fel. Az 5. ábrából látható, hogyha ugyanazon értékű párenergia $P=P_0$ végzünk számításokat és összehasonlítjuk ugyanazon értékű párkölesönhatási konstanssal $G=\Delta E$ -vel végzett számítások hibáival, akkor a b/ módszerrel kapott, energia különbségekre vonatkozó hibák, az exaktmódszerrel kapott eredményekhez képest, a felére csökkennek. Amennyiben a szuperfluid magmodellel végzett számítások a ps-ps mag energiánívók helyes sorrendjét adják, és a párenergiák kísérleti adataira támaszkodnak, a számításai pontosság effektíve javul.

Vizsgáljuk meg, hogy az átlagpotenciál nivóinak fluktuációja mennyiben befolyásolja a ps rendszer gerjesztési spectrumát.

Ezért az 5. ábrán bemutatjuk a feladat exakt megoldásait (m1) esetében, mikor $\Delta=3$ nivó /K-nivó/ $0,5\Delta E$ -vel csökken, és (m2) esetében, mikor $\Delta=3$ nivó $0,5\Delta E$ -vel emelkedik. Az ábrából látható, hogyha az átlagpotenciál nivói közül csak egynek helyzete változik, ez magával vonja mind az alap, mindpedig a gerjesztett energiák jelentékeny változását, sőt több esetben a rendszer gerjesztett állapotainak sorrendjét is megváltoztatja.

Ez a vizsgálat megerősíti alapfeltevésünket: a szuperfluid magmó-dellel végzett számítások pontosságát főként az átlagpotenciál nivói viselkedésének és fluktuációjuk pontatlan ismerete korlátozza, és nem az alkalmazott matematikai módszer.

A szuperfluid modell keretén belül kiszámították az erősen deformált magok szuperfluid állapotainak főbb jellemzőit, ennek alapján kiszámították a ps-ps magok kétkvazirészecske-nívóinak energiáit, $\log ft_2$ relatív értékeit a ps és pn magokban β átmenetek esetére, az F tiltás tényezőket α -bomlásnál, stb. Foglalkozunk a $154 \leq A \leq 188$ és $225 \leq A \leq 255$ tartományban a számításokban használt paraméterek megválasztásával. A számítások pn magok egykvazirészecske nivóira és a párenergiákra kapott kísérleti adatokra támaszkodnak. Átlagpotenciál nivókként a Nilsson-séma ilyen módon korrigált adatait vettük, úgyhogy a pn magok egykvazirészecske nivóinak a kísérlettel megegyező spektrumait kapjuk $154 \leq A \leq 188$ tartományban lévő magokat osszuk két csoportba^[20]: $154 \leq A \leq 174$ és $174 \leq A \leq 188$. Az így kapott csoportokból, mind a proton, mind a neutron rendszerben, az átlagpotenciál egyrészecske nivóiból egy-egy sorozatot választottunk ki. Jegyezzük meg, hogy a különböző nagyságu egyensúlyi deformációk miatt az első csoport nivóinak viselkedése és a második csoport megfelelő nivóinak viselkedése közötti különbség természetes. $225 \leq A \leq 255$ tartományban sikerült mind a proton, mind a neutron rendszer esetében egy-egy energia értéksorozatira korlátozódni^[21].

A pn magok számított kvazirészecske nivóinak viselkedését $154 \leq A \leq 188$ tartományban a [20], $225 \leq A \leq 255$ tartományban pedig a [21] tartalmazza. A számított párenergiák sokszor megegyeznek a kísérleti adatokkal. Egyik magból a másikra történő átmenetnél nem vettük számításba az átlagpotenciál változást, és ezért nem tudjuk megmagyarázni pl. a 3. ábrán látható viselkedésüket.

A $154 \leq A \leq 188$ és $225 \leq A \leq 255$ tartományokban az átlagpotenciál nivóinak helyzetét a proton és neutron rendszer esetében 20 paraméterrel határoztuk meg. Ezek a paraméterek jellemzők magóra a Nilsson-féle sémára, valamint annak megváltoztatására.

A számításokat összehasonlítottuk a párenergiák tapasztalati értékeivel, és azt kaptuk, hogy a párkölcsönhatási G_N neutron és G_Z proton-állandók magról magra való átmenetnél $1/A$ törvény szerint változnak, és értékek az erősen deformált magok tartományában

$$G_N = \frac{26-27}{A} \text{ MeV},$$

$$G_Z = \frac{28-29}{A} \text{ MeV}.$$

A számításokban 22 paramétert használtunk, a paramétereket 58 párenergia értékből és p_n magok alap és gerjesztett állapotaira vonatkozó 205 adatból állapítottuk meg. A 22 szabad paramétert úgy választottuk, hogy durván megmagyarázza a p_n magok egyrészecske nivóra és a párenergiaira vonatkozó 263 kísérleti adatot.

Jegyezzük meg, hogy átlagpotenciálnívók ismert rendszerénél G_N és G_Z párkölcsönhatási állandók rögzített értékénél a szuperfluidmodellre támaszkodó számítások teljesen egyértelműek. A problémának olyan megfogalmazása, miszerint az egyrészecske nivók egy és ugyanazon sorát alkalmazzuk más-más magok sajátosságainak kiszámítására, teljesen kizárja, hogy a számított eredményeket egyeztessük a megfelelő kísérleti adatokkal. Sőt, a p_n magok jellemzőinek kiszámítására egyetlen új paramétert sem vezetünk be. Ezért nagyon fontos, hogy a szuperfluid magmodell alapállapotainak megvizsgálása szempontjából összehasonlítsuk a p_n - p_n mag számított energia-nívóit a megfelelő kísérleti adatokkal.

4.§. Blocking effektus.

Az atommag mindenegybes állapotában a párosítatlan részecskéknél a rendszer szuperfluid sajátosságaira gyakorolt hatását nevezzük blocking-effektusnak. A /3.1/ Hamilton-operátorral leírt nukleon-nukleon kölcsönhatás eredménye az atommag szuperfluid állapota, ezért, ha az átlagpotenciál bármilyen kétszeresen degenerált nivóján egy nukleon található, akkor a Pauli-elvből következően ezen a nivón nem helyezkedhet el nukleonpár. A 3.1 kölcsönhatás specifikációjából következik, hogy az átlagpotenciálnak azon nivói, melyeken a kvazirészecskék /párosítatlan nukleonok/ vannak, a párok számára blokkolva vannak, azaz a számításban ezeket a szinteket automatikusan elhanyagoljuk. Így a blocking effektust a következőképpen fogalmazzuk meg: az adott állapotok szuperfluid tulajdonságainak variációs elv segítségével történő meghatározásánál nem vesszük figyelembe az átlagpotenciálnak azon nivóit, melyeken a kvazirészecskék vannak. Ez pl. azt eredményezi, hogy megváltoznak a $C(\lambda_1, \lambda_2)$ korrelációs függvények és $\lambda(\lambda_1, \lambda_2)$ kémiai potenciálok értéke azokhoz az állapotokhoz viszonyítva, amelyekben egyáltalán nincs kvazirészecske, vagy a kvazirészecskék az átlagpotenciál más nivóin vannak. A blocking effektus az erősen deformált magtartományban játszik jelentős szerepet, ahol az átlagpotenciál nivósűrűség nem nagy.

Meg kell jegyezni, hogy a blocking effektust előidéző erőknél kívül vannak más erők is, amelyek a magban meghatározott szerepet játszanak, de mi nem vesszük azokat számításba. Ezt azzal magyarázzuk, hogy a blocking effektust előidéző erők nem azonosak az alap- és gerjesztett állapotok esetében, ugyanakkor a másfajta erők többé-kevésbé azonos hatást idéznek elő, mind az alap, mind a gerjesztett állapotokban, ezért ezeket az átlagpotenciáltól lehet hasonlítani.

A szuperfluid magmodell tulajdonképpen független kvázirészecske modell. Ebben a modellben a kvázirészecskék egymással és a magtörzsszel való kölcsönhatásainak azt a részét vesszük figyelembe, amelyek a blocking hatáshoz vezetnek.

Jegyezzük meg, hogy a kvázirészecskék kölcsönhatása előidézhet kollektív effektusokat is, különösen a γ -vibrációs jellegű 2+ nivók esetében. /A kollektív effektusok miatt ezen gerjesztési energiák még jobban lecsökkennek/

A blocking effektus hatása megmutatkozik párosszámú kvázirészecskéből álló rendszer alapállapotából a páratlan rendszer egykvázirészecskés állapotaiba való átmenetnél. Az 5. ábrából jól látható, hogy páratlan rendszer

$C(K)$ alapállapotainak korrelációs függvényei észrevehetően kisebbek a páros rendszernek megfelelő C értéknél. A páratlan A-ju magok tehetetlenségi nyomatókainak növekedése a párosmagokéhoz képest kísérleti igazolása a blocking effektusnak. Figyelembevéve a blocking effektust, a páratlan magok tehetetlenségi nyomatókaira végzett számítások kielégítő egyezést mutatnak a tapasztalati adatokkal. Ha szigorúan ragaszkodunk a /3.17/ és /3.18/ egyenletekhez, azt látjuk, hogy $C(K+i)$ a gerjesztett állapotok esetében valamivel nagyobb, mint a páratlan rendszer alapállapotának $C(K)$ korrelációs függvénye. Ez az effektus igen kicsiny, és minden bizonnyal az elvégzett számítások hibahatárán belül esik.

Páros rendszer esetében az alapállapotról a kétkvázirészecske gerjesztett állapotaira való átmenetnél a rendszer szuperfluiditása a blocking effektus miatt erősen csökken. Azért, hogy rámutassunk a blocking effektus jelentőségére, a 4. és 5. táblázatban közöljük a $C(K_1, K_2)/C$ hányadosait a neutronrendszerre reális magteröknök megfelelő G értékek mellett. A blocking effektus szerepe világosan megmutatkozik a modell problémának Pavlovszkij és Rübárszkij²³ által kapott exakt megoldásában. A blocking effektus a rendszer alapállapotához képest a kétkvázirészecskés gerjesztett állapotokban a részecske-sűrűség elkentségének jelentékeny csökkenéséhez vezet. Érdemes megjegyezni, hogy a szuperfluid magmodellel végzett számítások /b modell/ abban az esetben, ha az átlagpotenciál nivói ekvidisztansak, az összes gerjesztett állapotban / $K, K+1$ / kivételével, az exakt megoldáshoz képest, valamivel kisebb szuperfluiditáscsökkenést mutatnak. A / $K, K+1$ / állapotban a blocking hatást figyelembe vevő közelítő számítások a párkorreláció valamivel jelentékenyebb csökkenéséhez vezetnek, mint az exakt megoldásnál.

Vizsgáljuk meg pl. $N = 106$ ps részecskékből álló rendszer alap- és kétkvázirészecskés gerjesztett állapotainak viselkedését G függésben. Ilyen céllal, a 6. ábrán /b/ bemutatjuk az alap- és gerjesztett állapotok energiáit, amelyeket szuperfluid magmodell alapján elektronikus számológéppel számítottunk. Az ábra a/ rovatában a gerjesztett állapotoknak az

$$\varepsilon(\lambda_1) + \varepsilon(\lambda_2)$$

formula alapján számított energiáit ábrázoltuk amely formula megfelel a

A szuperfluid magmodell tulajdonképpen független kvázirészecske modell. Ebben a modellben a kvázirészecskék egymással és a magtörzssel való kölcsönhatásainak azt a részét vesszük figyelembe, amelvek a blocking hatáshoz vezetnek.

Jegyezzük meg, hogy a kvázirészecskék kölcsönhatása előidézhethet kollektív effektusokat is, különösen a γ -vibrációs jellegű $2+$ nivók esetében. /A kollektív effektusok miatt ezen gerjesztési energiák még jobban lecsökkennek/

A blocking effektus hatása megmutatkozik párosszámú kvázirészecskéből álló rendszer alapállapotából a páratlan rendszer egykvázirészecskés állapotaiba való átmenetnél. Az 5. ábrából jól látható, hogy páratlan rendszer

$C(K)$ alapállapotainak korrelációs függvényei észrevehetően kisebbek a páros rendszernek megfelelő C értéknél. A páratlan A-ju magok tehetetlenségi nyomatékainak növekedése a párosmagokéhoz képest kibérleti igazolása a blocking effektusnak. Figyelembevéve a blocking effektust, a páratlan magok tehetetlenségi nyomatékaira végzett számítások kielőgítő egyezést mutatnak a tapasztalati adatokkal. Ha szigorúan ragaszkodunk a /3.17/ és /3.18/ egyenletekhez, azt látjuk, hogy $C(K; i)$ a gerjesztett állapotok esetében valamivel nagyobb, mint a páratlan rendszer alapállapotának $C(K)$ korrelációs függvénye. Ez az effektus igen kicsiny, és minden bizonnyal az elővégzett számítások hibahatárán belül esik.

Páros rendszer esetében az alapállapotról a kétkvázirészecske gerjesztett állapotaira való átmenetnél a rendszer szuperfluiditása a blocking effektus miatt erősen csökken. Azért, hogy rámutassunk a blocking effektus jelentőségére, a 4. és 5. táblázatban közöljük a $C(K_1, K_2)/C$ hányadosait a neutronrendszerre reális magerőknek megfelelő G értékek mellett. A blocking effektus szerepe világosan megmutatkozik a modell problémának Pavlovskij és Rübarszka^[23] által kapott exakt megoldásában. A blocking effektus a rendszer alapállapotához képest a kétkvázirészecskés gerjesztett állapotokban a részecske-sűrűség elkenységének jelentékeny csökkenéséhez vezet. Érdemes megjegyezni, hogy a szuperfluid magmodellel végzett számítások /b modell/ abban az esetben, ha az átlagpotenciál nivói ekvidisztansak, az összes gerjesztett állapotban / $K, K+1$ / kivételével, az exakt megoldáshoz képest, valamivel kisebb szuperfluiditáscsökkenést mutatnak. A / $K, K+1$ / állapotban a blocking hatást figyelembe vevő közelítő számítások a párkorreláció valamivel jelentékenyebb csökkenéséhez vezetnek, mint az exakt megoldásnál.

Vizsgáljuk meg pl. $N = 106$ ps részecskéből álló rendszer alap- és kétkvázirészecskés gerjesztett állapotainak viselkedését G függésben. Ilyen céllal, a 6. ábrán /b/ bemutatjuk az alap- és gerjesztett állapotok energiáit, amelyeket szuperfluid magmodell alapján elektronikus számológéppel számítottunk. Az ábra a/ rovatában a gerjesztett állapotoknak az

$$\varepsilon(\lambda_1) + \varepsilon(\lambda_2)$$

formula alapján számított energiáit ábráztoltuk, amely formula megfelel a

párkorrelációk régebbi megfogalmazásának kis G értékeknél a kétkvazirészecske gerjesztett állapotok energiáinak viselkedése G függvényében β / esetre erősen eltér az α / esettől, ahol az alacsonyabb állapotok energiáinak nemfizikai növekedése figyelhető meg a G növekedésével, egészen $G = 0,020$ értékig, amely megfelel a valódi magerőknek. β / esetre mind az alap, mind a gerjesztett állapotok energiái G növekedésével monoton csökkennek. Ezt a különbséget a spektrum viselkedésében az α / és β / eset közt a blocking effektus idézi elő.

A blocking effektus abban nyilvánul meg legvilágosabban, hogy a $K, K+1$ állapot energiája $2C$ hézag alá esik, pedig a $\beta, 22$ / szerint ezen állapot energiájának $2C$ -nél nagyobbnak kell lenni. Ezért az elméletnek a tapasztalattal történő összehasonlítása a $/K, K+1/$ állapot energiájának viselkedésére vonatkozóan az erősen deformált magokról a blocking effektus fontossága kísérleti igazolásául szolgálhat.

18-ban rámutattak arra, hogy a páros rendszer $/K, K+1/$ gerjesztett állapotában /azaz abban az állapotban, ahol egy kvazirészecske van a K nívón, egy másik pedig a következő magasabb nívón, $K+1$ -en/a szuperfluiditás jelentékenyen csökkent. Ez azzal van kapcsolatban, hogy a Pauli-elvnek megfelelően a korrelációs párok nem foglalhatják el a K és $K+1$ nívót. Ezért azokban az állapotokban, amelyek a párok számára elérhetők, az erősen deformált magok esetében jelentékeny hézag keletkezik.

Mint hogy a hézag alatt az állapotok száma egyenlő a részecske számmal, a pároknak pedig energetikailag kedvezőtlen elfoglalni a $K+2$, vagy ennél magasabb nívókat, ezért a szuperfluiditás a $/K, K+1/$ állapotban erősen csökken. A $/K, K+1/$ állapot energiájának számított értékei egy pár magnál sokkal kisebbek, mint a $2C$, és jó egyezést mutatnak a megfelelő kísérleti adatokkal, ami a 6. táblázatból is látható. Ez a táblázat a $2CE(K) + E(K+1)$ hézagok értékeit tartalmazza, amelyeket a szuperfluid modellrel számítottunk, illetve bizonyos magok esetén a $/K, K+1/$ energia-nívókra kísérletileg kaptak.

Az exakt módszerrel végzett vizsgálatok megmutatták, hogy abban az esetben, ha a G elég nagy, a $K, K+1$ energianívó a $2C$ hézag alatt van. A szuperfluid magmodell alapján végzett számítások a $/K, K+1/$ állapot-energiákra valamivel kisebb értéket adnak, mint a probléma exakt megoldása, vagy a kísérleti adatok, amit a G . táblázat is megerősít. Ezek a vizsgálatok azt is megmutatták, hogy a közelítési módszerben a $/K, K+1/$ állapotban a párkorrelációk sokkal jobban el vannak nyoma mint az exakt megoldásban. Ennek az az eredménye, hogy a közelítő számítások ezekre az állapotokra a β -átmenetekhez valamivel csökkentett korrekciókat adnak.

A 6. táblázatból látható hogy a kvazirészecskék között ható erőket, amelyek a $K \rightarrow K_2$ állapot energiájának spin felhasadásához vezetnek, nem vettük figyelembe. A $/K, K+1/$ állapot energiájának a hézag alá süllyedésére vonatkozó kísérleti adatok és a szuperfluid magmodell alapján végzett számítások egyezése bizonyítja a blocking hatás fontosságát abban az esetben, ha a szintfelhasadás nem haladja meg a 700 KeV-et.

amikor a spinfelhasadás értéke nem nagyobb 700 KeV-nél.

A rendszer szuperfluid tulajdonságainak változása a ps rendszer alapállapotából a gerjesztett állapotokra történő átmenetnél kétségtelenül befolyással van a szuperfluid magmodell alapján számított alap- és gerjesztett állapotok tehetetlenségi nyomatékainak nagyságára. Az alapállapotban lévő rendszer tehetetlenségi nyomatéka függ mind az alap-, mind a gerjesztett állapotok szuperfluid tulajdonságaitól, azaz az egész rendszer szuperfluid jellemzőitől. A gerjesztett állapotban lévő rendszer tehetetlenségi nyomatéka függ mind az adott, mind egyéb állapotok szuperfluid tulajdonságaitól. $C(\lambda_1, \lambda_2)$ korrelációs függvény értékének nagy csökkenése adott gerjesztett állapotra, pl. a $/K, K+1/$ állapotra, nem szükséges, hogy ugyanolyan mértékben változtassa meg az adott gerjesztési állapotban lévő rendszer tehetetlenségi nyomatékát a rendszer alap- vagy egyéb állapotában lévő rendszer tehetetlenségi nyomatékához képest.

Az erősen deformált magok szuperfluid tulajdonságai nagymértékben függenek a G párkölcsönhatási konstans értékétől. Ha a G értéke fele lenne annak az értéknek, mint ami a nehézmagokban a magerőknek megfelel, akkor a párkorrelációk gyakorlatilag hiányoznának, ha pedig a G értéke kétszeres lenne, akkor a magoknak sok tulajdonsága megváltozna, a hőszerkezet pedig legalább is erősen rejtve maradna. Két kvazirészecske állapotok szuperfluiditásának egymáshoz és a rendszer alapállapotához viszonyított eltérései az erősen deformált magok tartományában lényegesek és ezek az eltérések a módszer hibahatárán kívül esnek.

Igy a szuperfluidmodell specifikus eredményei akkor jelentősek, amikor a G értéke éppen megfelel a maradék magerőknek, és az átlagpotenciál egyrészecske nivói úgy viselkednek, mint az erősen deformált magokban.

IV. Fejezet

PÁRKORRELÁCIÓK HATÁSA A α , β ÉS γ ÁTMENETEK VALÓSZÍNŰSÉGEIRE

A szupravezető típusú nukleonok párkorrelációja nagyon erős hatással van az atommagok alap és gerjesztett állapotainak sajátságaira. Ez a stripping reakciónál az α , β és γ -átmeneteknél fontos szerepet játszik.

Tanulmányozzuk a szuperfluid magmodell keretein belül a párkorrelációk hatását az erősen deformált magok α , β és γ bomlási valószínűségére.

Numerikus számításoknál a [20, 21]-ben kapott adatokat alkalmazzuk, amelyek az erősen deformált magok alap és gerjesztett állapotainak sajátságaira jellemzőek.

1.§. Párkorrelációk hatása az α -bomlás sebességére.

Formulázzuk meg a szuperfluid magmodell keretében az α -bomlás elméletét, és vizsgáljuk a szupravezető típusú párkorrelációk hatását az α -bomlás abszolút valószínűségeire, valamint az α tiltási tényezőkre [27]

A proton és neutron rendszerek hullámfüggvényeinek szorzatával írjuk le, mind az eredeti $\Psi = \Psi(N)\Psi(Z)$ mind pedig a maradék magot

$$\Psi = \Psi(N-2)\Psi(Z-2)$$

Az α -bomlás matrix elemét ezekkel a függvényekkel írjuk le:

$$\mathcal{M} = \Psi^*(N-2)\Psi^*(Z-2)A\Psi(Z)\Psi(N),$$

Az A operátort a következő kifejezés adja:

$$A = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\nu, \nu', \omega, \omega' \\ \tau, \tau', \sigma, \sigma'}} W_{\tau, \tau', \sigma, \sigma'}(\rho\nu, \nu/n\omega, \omega') a_{\nu\tau} a_{\nu'\tau'} b_{\omega\sigma} b_{\omega'\sigma'},$$

ahol $\tau = \pm 1, \sigma = \pm 1$ és $\nu, \nu'(\omega, \omega')$ -re való összegezést az átlagpotenciál proton/neutron/égyrészecske nivóira terjesztjük ki. A függvény megadja az α részecske keletkezésének és a potenciál gáton való áthatolásának a valószínűségét

Keressük a ps-ps magok α -bomlására vonatkozó matrix elemet az alapállapotok között. Alkalmazva a nukleonok párkorrelációját számításhoz /3.7/ hullámfüggvényeket, kapjuk, hogy

$$\mathcal{M} = \sum_{\nu\omega} W_{+,-,+,-}(\rho\nu, \nu/n\omega, \omega) u_{\nu}(Z-2) v_{\nu}(Z) \prod_{\lambda \neq \nu} [u_{\lambda}(Z-2) u_{\lambda}(Z) + v_{\lambda}(Z-2) v_{\lambda}(Z)] \cdot u_{\omega}(N-2) v_{\omega}(N) \prod_{\lambda \neq \omega} [u_{\lambda}(N-2) u_{\lambda}(N) + v_{\lambda}(N-2) v_{\lambda}(N)].$$

Ha nincs párkorreláció, a /4.3/ a következő alakot ölti:

$$\mathcal{M} = W_{+,-,+,-}[\rho\nu = K(Z), \nu = K(Z) | n\omega = K(N), \omega = K(N)],$$

ahol $K(Z)$ vel jelöljük a Z protonból álló rendszer utolsó betöltött nivóját párkorreláció hiány esetén. /4.4/-ből látható, hogy párkorreláció hiánya esetén az α részecske csak olyan két neutronból és két protonból keletkezhet, melyek az átlagpotenciál utolsó betöltött nivóin tartózkodnak. Mivelhogy a magban az α részecske képződési valószínűsége arányos a megfelelő hullámfüggvények átfedésével, azért ennek a valószínűségnek a K nivó kvantumszámainak megváltozása miatt egyik magról a másikra való átmenetnél erősen meg kellene változnia, ez azonban kísérletileg nem figyelhető meg. A párkorrelációs effektus azt eredményezi, hogy α részecskék számottevő valószínűséggel keletkezhetnek a K nivó alatti és a K nivó feletti állapotokban levő nukleon-párokból. Ez azt jelenti, hogy ezért az α bomlásért a Fermi

felület közelében lévő nukleon-állapotok együttesen felülcsök. Ez először is megnöveli az α bomlás valószínűségét, másodszor csökkentí az egyik magról a másikra való átmenetnél az α részecske képződési valószínűségének változását.

Azért, hogy az α bomlásnál a nukleonok párkorrelációjával kapcsolatos effektusokat más tényezők befolyásától meg tudjuk különböztetni, vizsgáljuk a következő közelítést: a W függvénynek mind a protonok, mind pedig a neutronok kvantumszámaiban diagonális része nem függ ezektől a kvantumszámoktól, azaz

$$W_{+; \sigma_1, \sigma_2}(\rho v, v/n, \omega_1, \omega_2) = W_{\sigma_1, \sigma_2}(\rho/n, \omega_1, \omega_2).$$

Valószínű, hogy a párkorrelációknak az α -bomlásra való hatásának értékelésekor az ilyen átlagolási eljárás helyes.

A /4.5/ matrix elem /4.5/ közelítésben a következő alakot ölti:

$$M = W(\rho/n) R_N^{1/2} R_Z^{1/2},$$

ahol

$$R_Z^{1/2} = \sum_{\nu} u_{\nu}(Z-2) v_{\nu}(Z) \prod_{\lambda \neq \nu} [u_{\lambda}(Z-2) u_{\lambda}(Z) + v_{\lambda}(Z-2) v_{\lambda}(Z)]$$

Az $R_N R_Z$ szorzat részben leírja a redukált α -bomlási valószínűségek változását egyik magról a másikra történő átmenetnél. Ha a 21-ben kapott szuperfluid állapotra kapjuk: $R_N = 38$, $R_Z = 45$, és $R_N R_Z = 1700$. A számítások azt mutatják, hogy a $230 \leq A \leq 254$ tartományban található magok esetében $R_N R_Z$ értékek az $1500 < R_N R_Z < 3000$ határok között vannak, azaz a párkorrelációk az α bomlás valószínűségét a ps-ps magok alapállapotai között több mint 3 nagyságrenddel növelik meg.

Meg kell jegyezni, hogy az R_N és R_Z korrekciós tényezők függenek az összegezett nivók számától. $R_N^{1/2}$ -ben az összegjel alatti kifejezés $|E(\lambda) - \lambda| \gg C$ -nél úgy viselkedik mint $\frac{1}{2} |E(\lambda) - \lambda|$, azaz a /4.5/ feltevés esetén logaritmikusan divergál. Számításainknál az összegezést az átlagpotenciál 36 nivójára végeztük el, a C és λ értékek függetlenek a levágástól. Az $R_N^{1/2}$ és $R_Z^{1/2}$ korrekciók ettől a levágástól függenek. Számításainkban a szélső tagok az $R_N^{1/2}$ és $R_Z^{1/2}$ -ben 1% nagyságrendű járulékot adnak, ezért a további tagok figyelembevétele nem ad jelentős változást. Mang és Rasmussen számításai során az összegezést csupán 10 nivóra végezték, ami nyilvánvalóan nem elegendő, és a blocking effektust sem vették figyelembe.

$Cm^{244} \rightarrow Pu^{240}$ α bomlásra azt kapták, hogy $R_N R_Z = 320$, ami számításaink szerint $R_N R_Z = 1700$.

Pa-pa mag kétkvazirészecskes gerjesztett állapotaiba való α -átmenet matrix elemét is meghatározzuk. Azt találjuk, hogy ennek a bomlásnak matrix eleme olyan neutron állapotba, amelyben az f_1 és $f_2 / f_1 \neq f_2 /$ /
 szinten található kvazirészecske, a következő

$$M(f_1, f_2) = W_{\sigma_1, \sigma_2}(\rho | n f_1, f_2) R_Z^{1/2} R_N(f_1, f_2)^{1/2}$$

$$R_N(f_1, f_2) = \sigma_{f_1}(N)^2 \sigma_{f_2}(N)^2 \prod_{\lambda \neq f_1, f_2} [u_{\lambda}(N-2, f_1, f_2) u_{\lambda}(N) + v_{\lambda}(N-2, f_1, f_2) v_{\lambda}(N)]^2,$$

mikor is $R_N(f_1, f_2) < 1$. A szuperfluidmodellnek megfelelően ebben az esetben α - részecske csak f_1 és f_2 állapotokban található neutronokból keletkezik. Az α - bomlás valószínűsége arányos a bomlómag ezen állapotainak $v_{f_1}^2, v_{f_2}^2$ neutron-sűrűségével.

Tiltási faktort a következő alakban kapjuk:

$$F = \left(\frac{W(\rho | n)}{W_{\sigma_1, \sigma_2}(\rho | n f_1, f_2)} \right)^2 \frac{R_N}{R_N(f_1, f_2)}.$$

A szuperfluid magmodellből következik, hogy a pa-pa magok kétkvazirészecskes állapotba történő α -átmenetek redukált valószínűségei $\frac{R_N}{R_N(f_1, f_2)}$ faktorral csökkennek az alapállapotba történő bomláshoz képest. Cm^{244}
 nek Pu^{240} kétkvazirészecskes állapotba történő α -bomlása esetében egészen 2 MeV -ig $\frac{R_N}{R_N(f_1, f_2)}$ hányados a 150-500 intervallumba esik. Jegyezzük meg, hogy ^{240}Pu -ben a szorzat 0,3-0,9 értékek között változik.

Volkov és Vörös²⁹ kizárólag a tiltási faktorokat pa-pa magok β - vibrációs szintre történő α -átmenetekre. Az F értékei a 10-80 intervallumba esnek, mely kielégítő egyezést mutat a megfelelő kísérleti adatokkal.

Vizsgáljuk meg a pa magok kedvező α -bomlását, mikor a kvazirészecske egy és ugyanazon a szinten van az anyamagban és a maradékmagban. A bomlás matrix elemét, mikor a pn neutron az f szinten van, így írjuk fel:

$$M(f) = W(\rho | n) R_Z^{1/2} R_{N+1}(f)^{1/2},$$

$$R_{N+1}(f)^{1/2} = \sum_{\omega \neq f} u_{\omega}(N-1, f) v_{\omega}(N+1, f) \prod_{\lambda \neq \omega, f} [u_{\lambda}(N-1, f) u_{\lambda}(N+1, f) + v_{\lambda}(N-1, f) v_{\lambda}(N+1, f)]$$

Az F tiltási faktor

^{240}Pu és ^{244}Pu tartományban kedvező α -bomlások esetében

$$f_2 < \frac{R_N + R_{N+2}}{2R_{N+1}(f)} < \varepsilon.$$

határok között változik.

A 7. táblázatban összehasonlítjuk az F tapasztalati értékeit azokkal a számításokkal, amelyeknél az $f = 0$ -val emittált α részecskéken kívül figyelembe vettük az $f = 2$ és $f = 4$ pályamomentummal emittált α részecskéket is. A 7. táblázatból látható, hogy az elmélet a kísérleti adatokkal jól megegyezik.

Vizsgáljuk meg a kedvezőtlen α -bomlásokat, mikor a kvazirészecske egyik alapállapotból a másikba átmegy. Az α -bomlás matrix elemét, amikor a neutron átmegy f_2 állapotból az f_1 ($f_2 \neq f_1$) állapotba, a következő alakban kapjuk:

$$M(f_1, f_2) = W_{\sigma_1, -\sigma_2}(\rho/n_{f_1, f_2}) R_Z^{1/2} R_{N+1}(f_1, f_2)^{1/2},$$

$$R_{N+1}(f_1, f_2) = u_{f_2}(N-1, f_1)^2 v_{f_1}(N+1, f_2)^2 \prod_{\Delta \neq f_1, f_2} [u_{\Delta}(N-1, f_1) u_{\Delta}(N+1, f_2) + u_{\Delta}(N-1, f_1) v_{\Delta}(N+1, f_2)]^2$$

a /4.11/ azarmat értéke a 0,65 - 0,95 határok között lesz. $P_{N+1} = 0,01$.

α -bomlás esetén az α -részecske a Fermi-felület közelében lévő nyakon tartozkodó proton párokból és az f_1 és f_2 állapotokban található neutronokból képződik. Mivel a kedvezőtlen α -bomlások a kedvezőtlen képpont nagyon felgyűlnek. F feltételei teljesülnek egyenlő lesz.

$$F = \left(\frac{W(\rho/n)}{W_{\sigma_1, -\sigma_2}(\rho/n_{f_1, f_2})} \right)^2 \frac{R_N + R_{N+2}}{2R_{N+1}(f_1, f_2)}$$

Az $\frac{R_N + R_{N+2}}{2R_{N+1}(f_1, f_2)}$ hányados az erősen deformált mag, alap és lyukállapotok között történő α -átmenetek esetén 10 - 150 határok közé eső értékeket vesz fel. Ugyanezen hányados 200-300 között lesz $K+2$ részecske-állapotba történő α -bomlás esetén. $K+3$ és ennél magasabb állapotok esetén a hányados 10^3 -nál nagyobb lesz. Kedvezőtlen bomlás esetén a részecske gerjesztett állapotba való bomlás nagyon lassul a lyuk-állapotba való átmenethez képest. Mivel a párokorrélációk erősen befolyásolják F értékét, azért az f_1 és f_2 állapotok kvantumszámaitól függő F értékek rendszerezése helyett a következő mennyiség rendszerezését kell elvégezni:

$$\left(\frac{W(\rho/n)}{W_{\sigma_1, -\sigma_2}(\rho/n_{f_1, f_2})} \right)^2$$

A kedvezőtlen α -bomlások a W függvény nemdiagonális részeiről adnak információkat, ezen információk birtokában ki lehet számítani a tiltási faktorokat pn-pn magok, valamint a ps-ps magok kétkvazirészecskes állapotába történő α -bomlásoknál.

Számítsuk ki a tiltási faktorokat a $K\pi = 5$ és $p \ 523 \uparrow + n \ 622 \uparrow$ konfigurációjú Am^{242m} 152- éves isomer bomlására. Ez a pn-pn magok α bomlásánál az egyetlen olyan eset, amelynél a spin és paritás adatok a kísérletből teljes mértékben /31/ rendelkezésre állnak. A 8. ábrán közöljük az F számított értékeit a tapasztalati adatokkal összehasonlítva. A három első oszlopban /jobbról/ megadjuk Np^{238} a maradékmag állapotjellemzőit, a negyedik és ötödik oszlopban az F tiltási faktor tapasztalati és számított értékeit közöltük.

Pn-pn mag kedvező α -bomlásának megfigyeléséről először [31] -ben számoltak be. Erre az átmenetre vonatkozó adatokat a 8. táblázat első sorában tüntettük fel. Az F számított értéke másfélszer nagyobb a tapasztalatinál, a különbség oka az is lehet, hogy nem vették figyelembe a kvazirészecskek kölcsönhatását. A második és harmadik sorba a kedvező-kedvezőtlen

bomlásokat irtuk, azaz kedvező bomlások a proton rendszerre és kedvezőtlenek a neutron rendszerre. A számított adatok $Cm^{243} \rightarrow Pu^{239}$ α bomlás esetében a kísérletileg meghatározott F értékeiktől függenek. Az egyezés a tapasztalat és az elmélet között kielégítő. Az utolsó sorban az Am^{242m} -nek az Np^{238} alapállapotába történő kedvezőtlen α -bomlását tüntettük fel. F becslésére vezessük be azt a feltevést, hogy

$$\frac{W(p/n)}{W_{\tau_1\tau_2, \sigma_1\sigma_2}(p\nu_1\nu_2/n\omega_1\omega_2)} = \frac{V(p)}{V_{\tau_1\tau_2}(p\nu_1\nu_2)} \cdot \frac{V(n)}{V_{\sigma_1\sigma_2}(n\omega_1\omega_2)}$$

azaz a pn-pn magok kedvezőtlen α bomlása esetében az F egyenlő a proton és neutron rendszerek tiltási faktorainak szorzatával. Az F_z átlagos értékét az Am^{243} -nak az Np^{239} -be és az Am^{241} -nek Np^{237} -be történő α bomlásoknak segítségével határoztuk meg. Minthogy a 31-ben az F értékének az alsó határa van megadva, azért ebben az esetben nincs ellentmondás az F számított és tapasztalati értékei között.

Ezek szerint a nukleonok párkorrelációi erősen befolyásolják mind a pn-pn magok alapállapotába történő α bomlások, valamint a pn magok kedvező α bomlásainak abszolút valószínűségét, mind pedig a tiltási faktorok értékét a kedvezőtlen α bomlásoknál és a ps-ps magok kétkvazirészecskes állapotába történő α átmeneteknél. A párkorrelációk figyelembevétele jobb egyezéshez vezet az elméleti és a kísérleti adatok között.

2. § β átmenetek szuperfluid korrekciói és kiegészítő osztályozása.

Fogalmazzuk meg az alap- és gerjesztett állapotok szuperfluiditásával kapcsolatos korrekciók kiszámításának általános szabályait β -átmenetekkel, és végezzük el az erősen deformált magok β bomlási valószínűségeinek egy, az Alag-féle kiválasztási szabályokon túlmenő, kiegészítő osztályozását. értékének tanulmányozása révén megvizsgáljuk a szuperfluid korrekciók szerepét a különböző magok azonos egyrészecske állapotpárok között végbemenő β -átmeneteinél.

Az összetett mag β bomlását leíró matrix elemet szimbolikusan írjuk fel így:

$$M \sim \Psi_{2n_N}^* \Psi_{2n_Z+i}^* (\lambda_2) \sum_{\nu, \nu'} \langle \nu | \Gamma | \nu' \rangle Q_{\nu}^+ B_{\nu'} \Psi_{2n_Z} \Psi_{2n_N+i} (\lambda_1) = /4.14/ \\ = \langle \lambda_2 | \Gamma | \lambda_1 \rangle R^{1/2} ;$$

itt $\langle \lambda_2 | \Gamma | \lambda_1 \rangle$ az átmenet egyrészecskes matrix eleme,

$$R^{1/2} = (\Psi_{2n_N}^* \Psi_{2n_N}) (\Psi_{2n_Z}^* \Psi_{2n_Z}) ,$$

ahol Ψ_N az N -részecske rendszer hullámfüggvénye. A β -bomlásra jellemző ft értékeket pedig a következő alakban kapjuk:

$$ft = \frac{Const}{|\langle \lambda_2 | \Gamma | \lambda_1 \rangle|^2} R^{-1} , \quad /4.15/$$

ahol $R = R_N R_Z$. Az R_N és R_Z értékei leírják a mag változását β átmenetnél, az első érték a proton, a második pedig a neutron rendszerhez tartozik. A proton és neutron rendszert egymástól függetlennek tekintjük. Keressük az R_i -t /azaz R_N -t vagy R_Z -t olyan β -átmenetek esetén, amikor a kezdeti és végállapotban tetszőleges számú kvazirészecske van, kivéve azt az esetet, amikor ugyanazon a nivón két kvazirészecske van. Írjuk fel R_i -t a következőképpen:

$$R_i = \gamma \prod_{\lambda \neq f_1, \dots, f_k} (u_{\lambda} u'_{\lambda} + v_{\lambda} v'_{\lambda})^2 \quad /4.16/$$

Az u_{λ}, v_{λ} függvények a kezdeti állapothoz, $u'_{\lambda}, v'_{\lambda}$ pedig a végállapothoz tartoznak. A $\prod_{\lambda \neq f_1, \dots, f_k} (u_{\lambda} u'_{\lambda} + v_{\lambda} v'_{\lambda})$ szorzatban hiányoznak azon nivóknak megfelelő tényezők, amelyekén a kvazirészecskék vannak. A szorzat annál jobban megközelíti az egységet, minél jobban megegyeznek a kezdeti és végállapot szuperfluid tulajdonságai. A továbbiak során, ha a párosított részecskék száma a kezdeti és végállapotban azonos, mint pl. a

$$\begin{matrix} 108+1 & & 181 & & 108^- & & 181 \\ & & \mathcal{H}f & \longrightarrow & & & \mathcal{T}a \\ & & 12 & & & & 12+1 \end{matrix}$$

β -bomlásnál, akkor $\gamma = u_f^2$, ha a bomlási folyamatkor a párosított nukleonok száma változik, mint pl.

esetén, $\gamma = v_f^2$, f pedig arra a nivóra vonatkozik, melyen eltűnt, vagy megjelent a kvazirészecske. A /4.16/ - ban szereplő u_f^2 vagy v_f^2 függvény jellemzi a keveebbszámú kvazirészecskék tartalmazó rendszer szuperfluid tulajdonságait. Így pl. a páratlan rendszernek páros rendszer

$$\begin{matrix} 110 & & 183 & & 103+1 & & 183 \\ & & \mathcal{T}a & \longrightarrow & & & \mathcal{W} \\ & & 12+1 & & & & 12 \end{matrix}$$

alapállapotába történő β -bomlásakor v_f^2 és u_f^2 a párosrendszerre, egykvazirészecskes páratlan állapotból kétkvazirészecskes gerjesztett állapotba vezető β bomlásakor viszont v_f^2 és u_f^2 a páratlanrendszerre vonatkozik, stb.

Vizsgáljuk meg azt az esetet, mikor G a párkölcsönhatási konstans zérus felé tart, azaz mikor a szuperfluid modell függetlenrészecske modellbe megy át. Akkor az R_i korrekciós tényező vagy 1 vagy 0 értékű lesz. $R_i = 1$ megfelel annak az esetnek, mikor a β bomlás az összes nukleonok közül, csak egyetlennek a konfigurációját változtatja meg, ha $R_i = 0$, akkor a β -bomlásakor több nukleon konfigurációja változik.

Részecske átmenetnek nevezzük azokat az átmeneteket, mikor az f egyrészecske nivón egy kvazirészecske eltűnik, vagy megjelenik, és a nivók energiája nagyobb, mint a kisebb számú kvazirészecskekből álló rendszerhez tartozó λ kémiai potenciál értéke. Lyuk átmenetekenél az f egyrészecske nivók energiái kisebbek, mint a λ értéke.

Végezzük el az erősen deformált magok β -bomlásának kiegészítő osztályozását Alag kiválasztási szabályain túlmúlva és pedig úgy, hogy az összes β átmenetet osszuk fel három csoportra:

<u>1 csoport</u>	$R_i (G = 0) = 1$	$0 < R_i (G \neq 0) < 1$
<u>2 csoport</u>	$R_i (G = 0) = 0$	$0 < R_i (G \neq 0) < 1$
<u>3 csoport</u>	$R_i (G = 0) = 0$	$R_i (G \neq 0) = 0$

Az első csoportba soroljuk

- a/ azokat a β bomlásokat, melyeknek kezdeti és végállapotai a rendszer alapállapotai
- b/ a részecske átmeneteket, amikor a párok száma változatlan
- c/ a lyukátmeneteket, amikor a párok száma egységgel változik.

A második csoportba soroljuk

- a/ a lyukátmeneteket, amikor a részecske párok száma állandó,
- b/ részecske átmeneteket olyan esetben, mikor a párok száma egységgel változik.

A második csoportba sorolt β -bomlások esetében a szuperfluid modell nemzéró átmeneti valószínűségeket ad, ugyanakkor ezek az átmenetek szigorúan tiltottak a független részecske modellben. Jegyezzük meg, hogy a szuperfluid modell alapján számított első és második csoportba tartozó R_i korrekciók, melyek kapcsolatosak a mag gyengén gerjesztett állapotaira $\lesssim 0,3$ MeV történő β átmenetekkel, nagyságrendileg egyenlők, míg erősen gerjesztett állapotokba ~ 1 MeV és több / történő átmenetekenél közöttük sokkal nagyobb az eltérés.

A kísérleti adatok elemzése azt mutatja, hogy már több mint 20 a második csoportba tartozó β -átmenet ismeretes.

A második csoportba tartozó β -átmenetek felfedezése bizonyítja a szuperfluid magmodell előnyét bármilyen függetlenrészecske modellel szemben, és ez a rövidhatótávú párkölcsönhatás létezésének még egy fontos bizonyítéka.

Ha az első és második csoporthoz azokat a β bomlásokat soroltuk, amelyek esetén a proton /neutron/ rendszerekben csak egyetlen kvazirészecske tűnik el vagy jelenik meg, a többi kvazirészecske konfigurációja változatlan marad, akkor a harmadik csoporthoz kell sorolnunk:

a/ azokat az átmeneteket, mikor a proton /neutron/ rendszer kvazirészecskéinek a száma egynél többel változik.

b/ azokat az átmeneteket, ahol a kvazirészecskék számának egységgel történő változása mellett más kvazirészecskék helyzete is változik.

A szuperfluid magmodell független kvazi részecskemodell, ezért a kvazirészecskék konfigurációjának megváltozásával járó átmenetek szigorúan tiltottak. Érdekes lenne kísérletileg megvizsgálni a harmadik csoporthoz tartozó átmenetek tiltottsági fokát /az u.n. F tiltási fokot/ erősen deformált magok esetén. Ebből a célból kísérletileg kellene meghatározni annak a β bomlásnak a valószínűségét, melynek során a páratlan rendszer egykvazirészecskés állapotából a páros rendszer kétkvazirészecskés gerjesztett állapotába történik átmenet, úgy, hogy a három kvazirészecske az átlagpotenciál különböző szintjén legyen.

A [20, 21]-ben kiszámították a szuperfluid korrekciókat páratlan magoknál, egykvazirészecskés állapotok közötti β -átmenetekre. Ezen számítási eredmények hasznosak lehetnek a kísérleti adatok vizsgálatánál.

Begyűjtjük meg a szuperfluid korrekciók szerepét. Ebből a célból vizsgáljuk meg a páratlan magok β -átmeneteit. Azért, hogy maximálisan kizárjuk az átlagpotenciál befolyását, vizsgáljuk meg a $\log ft$ értékeit a különböző magokban azonos egyrészecskés állapotú párok közötti β -átmenetekre. Természetesen ilyen közelítésnél $\langle \Delta_1 | \Gamma | \Delta_2 \rangle$ egy részecskés matrix elem hatása a $\log ft$ relatív értékeire nincs teljesen kizárva, minthogy az átlagpotenciál magról-magra kissé változik.

A páratlan magokban a β -átmenetek valószínűségeire vonatkozó vizsgálatok eredményeit a 9. táblázat tartalmazza, ahol rendeztük a kísérleti adatokat és a végzett számítások eredményeit. A táblázat baloldalán a kezdeti és végmagokat, azután a kiegészítő osztályozást tüntettük fel: I- az első csoportba, II- a második csoportba sorolt β -átmeneteket tartalmazza, /előbb a proton rendszerre, majd a neutronra/. Az ötödik oszlopban az R értékeit adjuk meg, a hatodik oszlopban pedig a $\log ft_e$ kísérleti értékeit. Kiszámítottuk a $\log ft_r$ értékeit is úgy, hogy a különböző magok azonos egyrészecskés állapotai közötti átmenetek $\log ft_r$ értékét az adott sorozat első tagjához normáltuk, a $\log ft_r$ értékeit a 9. táblázat utolsó oszlopában közöljük. Ebből a táblázatból látható, hogy a szuperfluid-

ditásra vonatkozó korrekciók a második csoportba sorolt β - átmenetekre lényegesek, ahol is a korrekciókkal meg lehet magyarázni $\log ft_\beta$ értékének változásait, amelyek különböző magok azonos állapotai közötti átmeneteknél jelentkeznek.

Vizsgáljuk meg a β -átmeneteket páros magokban. A páros magok β -átmeneteinek relativ valószínűségeit csak abban az esetben lehet kiszámítani a pn magokban ugyanezen egyrészezske állapotok közt végbemenő β -bomlásra vonatkozó adatok segítségével, ha a kiválasztási szabályok azonosak és a páros magokban nincs sem K sem Λ tiltás.

A [32], [12], [21]-ben a páros magok β -bomlásaira vonatkozó kísérleti adatokat a 10-es típusú táblázatokban összegezték, és ezeket összehasonlították a megfelelő számításokkal. A 10. táblázatban a p 523 \uparrow és n 523 \downarrow állapotok közötti összes átmenetet közöljük. Feltüntetjük a páratlan mag azon átmenetét is, amelyet felhasználtunk az egyrészezskes matrix elem meghatározására. A 10 táblázatból látható, hogy $\log ft_\beta$ számított értékei jó egyezést mutatnak a tapasztalati adatokkal. Ez az egyezés még jobban megerősíti hogy a pn-pn magok állapotainak és a ps-ps magok gerjesztett állapotainak kétkvazirészezskes felfogását.

Ugyanilyen típusu korrekciókat kell bevezetni a több magreakció hatás-keresztmetszeténél is. Így pl. a /d.p/ stripping reakció hatáskeresztmetszete R_N -nel arányos. Ha a végállapotban a mag páratlanszámú neutronot tartalmaz akkor a korrekció a következő alakot ölti:

$$u_f^2 \prod_{\Delta \neq f} (u_\Delta u_\Delta(f) + v_\Delta v_\Delta(f))^2 \quad /4.17/$$

és valószínűbb lesz a végmag részezskes gerjesztett állapota a lyuk állapotokhoz képest. Ha pedig a végmag páros számú neutronot tartalmaz, akkor alapállapotba való átmenet esetén a korrekció

$$v_K^2 \prod_{\Delta \neq K} (u_\Delta u_\Delta(K) + v_\Delta v_\Delta(K))^2 ,$$

A végmag kétkvazirészezskes gerjesztett állapotába való átmenetnél pedig a következő:

$$u_f(K)^2 \prod_{\Delta \neq K, f} (u_\Delta(K) u_\Delta(K, f) + v_\Delta(K) v_\Delta(K, f))^2 .$$

3.§. A δ -átmenetek valószínűségére vonatkozó szuperfluid korrekciók.

A szuperfluid magmodell alapján figyelembe lehet venni a mag sajátságainak változását elektromágneses átmenetek esetén is. A [16]-ban rámutattak arra, hogy γ -átmenetek valószínűségére vonatkozó R_γ szuperfluid korrekciók szerepe az erősen deformált páratlan A-ju magokban igen fontos. Fogalmazzuk meg γ átmenetekre a szuperfluid korrekciók alkalmazásának szabályait, melyek a β -bomlás esetén érvényes szabályokra emlékeztetnek. Elektromágneses átmenetnél a szuperfluid korrekció a következő formában írható:

$$R_\gamma = J \prod_{\lambda \neq f_1, \dots, f_n} (u_\lambda u'_\lambda + v_\lambda v'_\lambda)^2$$

Az u_λ, v_λ függvények a kezdeti, az u'_λ, v'_λ pedig a végállapothoz tartoznak.

$$\prod_{\lambda \neq f_1, \dots, f_n} (u_\lambda u'_\lambda + v_\lambda v'_\lambda)^2$$

szorzatból hiányoznak az átlagpotenciál kvazirészecskéket tartalmazó nivói-nak megfelelő tényezők. Ha a γ -átmenetnél a kvazirészecske az f_1 nivóról f_2 nivóra megy át, és a kvazirészecskék teljes száma állandó marad, akkor

$$J = \left[u_{f_1}(f_2, f_3 \dots f_n) u_{f_2}(f_1, f_3 \dots f_n) - \eta v_{f_1}(f_2, f_3 \dots f_n) v_{f_2}(f_1, f_3 \dots f_n) \right]$$

Ha a kvazirészecskék az elektromágneses átmenet során az f_1 és f_2 nivókon eltűnnek /megjelennek/ és a kvazirészecskék száma kettővel változik, akkor

$$J = \left[u_{f_1}(f_3 \dots f_n) v_{f_2}(f_3 \dots f_n) + \eta v_{f_1}(f_3 \dots f_n) u_{f_2}(f_3 \dots f_n) \right]^2$$

elektromos átmeneteknél $\eta = 1$, mágnesesoknál pedig $\eta = -1$. A /4.20/ és /4.21/-ben lévő u_f és v_f függvények az átlagpotenciál azon egyrészecskés nivóihoz tartoznak, amelyeken γ -átmenetnél megjelent vagy eltűnt egy részecske és ugyanazokhoz a rendszerekhez tartoznak, melyeknél ezeken a nivókon nincs kvazirészecske. Pl. a /4.21/-ben u_f és v_f kisebb számú kvazirészecskét tartalmazó rendszerhez tartoznak.

$G = 0$ esetben két lehetőség van: $R_\gamma = 1$ és $R_\gamma = 0$. A $G = 0$ és $R_\gamma = 1$ -gyel jellemzett átmenetek közé tartoznak egyrészt a lyuk-lyuk és a részecske-részecske átmenetek, amelyek során a kvazirészecskék száma állandó, és azok az átmenetek, amikor eltűnik egy-egy kvazirészecske $\epsilon(f_1) < \Delta$ lyuk állapotból és az $\epsilon(f_2) > \Delta$ részecske állapotból és a kvazirészecskék száma kettővel változik. A $G=0$ és $R_\gamma=0$ esethez egyrészt a lyuk-részecske átmenetek tartoznak, amelyek során a kvazirészecskék száma állandó, másrészt a két kvazirészecske eltűnésével járó átmenetek, amelyeknél mindkét kvazirészecske a K nivó feletti vagy alatti szintről tűnik el.

R_γ szuperfluid korrekciók nagysága szélesebb tartományban ingadozik, mint a β bomlás valószínűségére vonatkozó korrekciók R_β értéke 1 és 10^{-3} közé esik. Azokban az esetekben, mikor /4.20/ és /4.21/-ben a két érték különbsége fordul elő, a számítás rem minden esetben kielégítő pontosságá.

Az erősen deformált magok elektromágneses átmeneteinek tanulmányozásánál ugyanolyan programot hajtunk végre, mint a β átmenetek valószínűségeinek vizsgálatánál. Előbb rendszerezük a különböző páratlan magok azonos állapotai közötti γ átmeneteket, aztán kiszámítjuk az γ átmenetek valószínűségeit páros magokra, felhasználva a páratlan magokra kapott kísérleti adatokat. Erősen deformált magok elektromágneses átmeneteinek vizsgálata során kevert állapotokat is találhatunk, amelyeknél az adott állapothoz olyan állapotok keverednek, amelyeknek más a magszimmetria tengelyre vonatkozó impulzus momentum vetülete, vagy a kvazirészecskék számában különböznek.

1. fejezet

AZ ERŐSEN DEFORMÁLT MAGOK ALAP ÉS GERJESZTETT ÁLLAPOTAINAK SZABÁTSÁGAI

1.1. A páratlan tömegszámú magok alap és gerjesztett állapotainak természetéről

A szuperfluid modell szerint az alap és néhány gerjesztett állapot egykvazirészecskés, a magasabban gerjesztett állapotok pedig háromkvazirészecskés állapotok. Erősen deformált páratlan magok nivóra vonatkozó kísérleti adatokat Mottelson és Nilsson tanulmányozta. Az elemzés azt mutatta, hogy ezen állapotok spinje és paritása kétségtelenül összehasonlítható a Nilsson séma megfelelő adataival. A β átmenetekre $\log ft_\beta$ értékei pedig az aszimptotikus kvantumszámokon alapuló kiválasztási szabályok szerint osztályozhatók a következőképpen:

$$\begin{array}{ll}
 4,5 < \log ft_\beta < 5,0 & a_u \\
 6,0 < \log ft_\beta < 7,5 & a_h \\
 5,5 < \log ft_\beta < 6,5 & f_u \\
 7,5 < \log ft_\beta < 8,5 & f_h
 \end{array}
 \quad /15.1/$$

Ebből az elemzésből következik az a felfogás, hogy a páratlan magok alap és alacsonyban gerjesztett állapotai egykvazirészecskés állapotok.

Szuperfluid állapotú hélium-3 esetében a β -bomlás valószínűségét erősen befolyásolják és a $\log ft_e$ értékei helyett a $\log [ft_e R^2]$ értékek rendszerezését tesszük szükségessé. A rendszerezés a következő alakú:

$$\begin{aligned} 4,0 < \log [ft_e R^2] < 4,7 & \text{ ou} \\ 5,5 < \log [ft_e R^2] < 6,5 & \text{ oh} \\ 6,5 < \log [ft_e R^2] < 7,2 & \text{ tu} \end{aligned} \quad /15.2/$$

A 7/a és 8/b ábrán ábrázolt $\log [ft_e R^2]$ értékeloszlás mutatja, hogy a páratlan magok β -bomlásaira vonatkozó kísérleti adatok /5.2/ szerinti rendszerezése meglehetősen helyes. A 7/a ábrából látható, hogy a megengedett átmeneteknek két csoportja van, az ou és oh, melyeknek pontos szétválása bizonyítja, hogy az aszimptotikus kvantumszámok szerinti kiválasztási szabályok alkalmazhatók. A 8/a és 8/b ábrákon az első rendben tiltott kedvező $1u + \beta$ átmenetek hisztogramjait láthatjuk. Ezekből a hisztogramokból látható, hogy a $\log ft_e$ értékek rendszerezéséről $\log [ft_e R^2]$ rendszerezésére való átmennél az utóbbi mennyiség határai szűkülnek az elsőkhöz képest és értékük pedig csökken. A hisztogramok összehasonlítása alapján látható, hogy a β -átmenetek valószínűségeire vonatkozó szuperfluid korrekciók igen fontos szerepet játszanak. Meg kell jegyezni, hogy a 8/b ábrán $\log [ft_e R^2] \approx 7,2$ nem mind a három értéke 4021 és 5121 állapotok közötti β -átmenetekhez tartozik, és hogy egy sor $\log [ft_e R^2] \leq 5,6$ -tal jellemzett β átmenet a transzurán tartományban kísérleti szempontból csak pontatlanul ismert. A $\log [ft_e R^2]$ értékek szórása kapcsolatos mind az átlagpotenciál nivók szórásával, mind pedig kísérleti anyagok pontatlanságával. Gátolt /tiltott/ β -átmenetek valószínűségei sokkal érzékenyebben reagálnak az átlagpotenciál nivóinak fluktuációjára ellentétben a megengedett átmenetekkel.

Ha a szuperfluid magmodell alapfeltevései helyesek, akkor a páratlan A -jú magokban meg kell jelenni a háromkvazirészecskés nivóknak. A három kvazirészecskés állapotoknak két típusát kell megkülönböztetnünk: 1/ $(3n)$ és $(3p)$, vagyis mind a három kvazirészecske vagy neutron vagy proton; 2/ $(2n, p)$ és $(2p, n)$, vagyis egy kvazirészecske proton, a másik kettő neutron, vagy fordítva, két kvazirészecske neutron és egy proton.

$(3n)$ és $(3p)$ típusú legfeljebb háromkvazirészecskés állapotok 1,5 MeV energiáknál vagy ennél nagyobb energiáknál találhatóak, csak a ^{161}Dy -ben található $(3n)$ típusú állapotok 1 MeV magyarárendű energiáknál. A β -átmenetek számát megállapításhoz a $(3n)$ és $(3p)$ állapotokba β -tiltott és ezeket a β -bomláskor nagyon nehéz megfigyelni. Kísérletileg ilyen állapotokat a Coulomb sugárzattal, vagy spektrumok tanulmányozásával lehet megfigyelni megengedett állapotokból való átmenetknél. Az ilyen típusú állapotok megfigyelése és az ezekre vonatkozó F tiltott β -átmenetek megfigyelése a vizsgált modell szempontjából nagyon fontos.

Mostanában jelentek meg közelmények a Lu^{177} 155-napos nagy spinű izomérállapotának megfigyeléséről. Ez az állapot, valószínűleg, háromkvazirészecsckés. A Lu^{177} magban magas spinű háromkvazirészecsckés állapotoknak kell lenni, mivel a Fermi felület közelében nagy impulzus momentumú pályák vannak. Valóban a vizsgálat azt mutatja, hogy a Lu^{177} -ben $(K-1, K, K+1)$ konfigurációjú $(3p)$ típusú nivóknak kell lenni, ahol $K\pi = 12/2^-$ és $15/2^-$ -vel, az energia pedig 1.4 MeV nagyságrendű. Ezerkivül az Lu^{177} -ben a következő $(2n, p)$ típusu állapotoknak kell előfordulni:

1/ $K\pi = 23/2^-$	$\epsilon \approx 1,5$ MeV
2/ $K\pi = 21/2^-$	$\epsilon \approx 1,7$ MeV
3/ $K\pi = 25/2^+$	$\epsilon \approx 1,7$ MeV és
4/ $K\pi = 15/2^+$	$\epsilon \approx 1,9$ MeV

Ezen állapotok energiáját a kvazirészecsckék kölcsönhatásának figyelembevétele nélkül, csak nagyon durván becsülték, ezért a nagyságrendjük változhat. Lehetséges, hogy a felsorolt állapotok közül a legalacsonyabbat fedezték fel.

$(2n, p)$ és $(2p, n)$ típusu háromkvazirészecsckés állapotoknak, melyeknek relative kicsi a spinjük, be kell töltődni a β -bomlásoknál. Ha nem vesszük figyelembe a három kvazirészecske kölcsönhatását, akkor a β -átmenetek valószínűségének ezekre az állapotokra ugyanolyannak kell lenni, mint a ps-ps magok gerjesztett állapotaira való átmenetek esetében. Vizsgáljuk meg, hogy milyen magokban lehet kísérletileg legkönnyebben megfigyelni ilyen típusu nivókat. Minthogy a legalacsonyabb $(2n, p)$ és $(2p, n)$ állapotok 1-1.5/ MeV tartományban vannak, azért szükséges, hogy az alapállapotba történő β -átmeneteknél felszabaduló Q energia eléggé nagy legyen, maguk a β -átmenetek pedig erre az állapotra ne legyenek nagyon tiltottak, azaz Qu , Qh és $1u$ típusunak kell lenni, hogy kisenergiájú bomlásnál is megtalálhatók legyenek. A 11. táblázatban egy egész sor ezen következményeknek eleget tevő $(2n, p)$ és $(2p, n)$ állapotra történő β -bomlást mutatunk be. A táblázat második oszlopában a bomlómag konfigurációját adjuk, a negyedikben pedig a maradékmag háromkvazirészecsckés állapotainak konfigurációját; itt n, p a neutron és proton kvazirészecsckéket jelöli. Az ötödik oszlopban közölt $(2n, p)$ és $(2p, n)$ állapotok energiáinak értékeit a kvazirészecsckék kölcsönhatásának figyelembevétele nélkül durván számítottuk. A hetedik oszlopban megfelelő β -átmenetek osztályozását adjuk, a nyolcadikban pedig az alapállapotba történő β átmenetek felszabaduló Q energiát.

$(2n, p)$ típusu nivók felismerése szempontjából nagyon kedvező az $Er^{161} \rightarrow Ho^{161}$ β -bomlás, ahol $\log(ft)_r = 4.8$ történő qu átmenet számításaink szerint lehetséges. Valószínű, hogy a Ho^{161} [30]-ban ismertetett 1.700 MeV és 1.830 MeV energiájú Ho^{161} állapotai $5/2^-$ és $1/2^- K\pi$ háromkvazirészecsckés állapotok.

A 11. táblázatban közölt adatok vizsgálata azt mutatja, hogy a háromkvazirészecskes állapotok léte számos esetben a /1-1,5/MeV/ tartományban lévő több magban felfedezett 7/2- és 9/2 nivók esetén más magyarázatra vezet. A W^{181} H_f^{177} és H_f^{175} a 7/2- és 9/2- nivóinak, mint 7/2- [503] és 9/2- [505] egykvazirészecskes állapotoknak az értelmezése nem kétséges. Yb^{169} -ben ilyen értelmezése azonban nem valószínű. Az Yb^{169} -ben meg kell figyelni 9/2- és 7/2- háromkvazirészecske állapotokat - /1,5 - 1,6/ MeV nagyságrendű energiával és az $4u \beta$ -átmeneteket az Lu^{169} -ből. Ezért helyesebb a 1,465 MeV energiájú 7/2-állapotokat és a 1,452 MeV energiájú 9/2-állapotokat az Yb^{169} -ben, háromkvazirészecskes állapotokként értelmezni, minthogy ezennél a kísérletileg kapott energia értékek nagyon kicsik ahhoz, hogy 7/2- 503 és 9/2- [505] egykvazirészecskes állapotokként értelmezzük őket.

A 11. táblázatból látható, hogy $(2n, p)$ és $(2p, n)$ típusu háromkvazirészecskes állapotok kísérleti felfedezésére egész sor kedvező lehetőség van. Ahhoz, hogy ilyen nivókat találjunk, egyik legkedvezőbb feltétel adva van abban az esetben, amikor egykvazirészecskes nivókra nincsenek átmenetek, s ugyanakkor lehetségesek a nem tiltott $(au) \beta$ -átmenetek ezekre a nivókra. A 11. táblázatban több példát mutatunk be a $(2p, n)$ és $(2n, p)$ nivókra történő β -bomlásokra, azért, hogy a kísérletezők figyelmét ebbe az irányba tereljük. $(2p, n)$ és $(2n, p)$ nivók létezése közvetlenül következik a szuperfluid magmodellből és hiányuk legalábbis furcsa lenne.

A páratlan magok nagyon magas gerjesztett állapotainak kutatását nagy érdeklődés kíséri olyan magyarázat szempontjából: mekkora gerjesztési energiáig érvényes a páratlan magok gerjesztett állapotainak, egy-, három-, öt-, és több kvazirészecskes felfogása.

2. §. A magok gerjesztett állapotainak kétkvazirészecskes felfogása.

[32,21]-ben kiszámították a ps-ps magok kétkvazirészecskes nivóit szuperfluid magmodell alapján és összehasonlították a kísérleti adatokkal. Ez az összehasonlítás az egyik legfontosabb ellenőrzési lehetőség a vizsgált modell /helyessége/ szempontjából, minthogy az ezek számításához szükséges összes paramétert a páratlan mag egyrészecskes nivóira és a párenergia kapott kísérleti adatok alapján állapították meg. Teljesen világos, hogy az atommag fizikai természete /bonyolultabb/, mint a vizsgált modell, ezért már az is kielégít bennünket, hogy a ps-ps mag nivóira helyes általános képet kaptunk, melyben az alap és gerjesztett állapotok legszembetűnőbb törvényszerűségei tükröződnek.

A szuperfluid magmodell független kvázi részecske modell. Ebben a modellben a ps-ps mag alacsonyban fekvő nivóit, mint kétkvazirészecskes gerjesztett állapotokat írjuk le. Így a deformált ps-ps mag gerjesztett állapotainak kétkvazirészecskes felfogása, melyet korábban Gallagher alkalmazott a pn-pn magok β -bomlásának vizsgálatára és a ps-ps magok nivóinak értelmezésére, a szuperfluid magmodellből természetes módon következik.

Mielőtt összehasonlítjuk a számításokat a kísérlettel, szükséges a meglévő kísérleti adatokat analizálni és rendszerezni. $150 \leq A \leq 190$ tartományban erősen deformált ps-ps mag belső nivóira kapott összes kísérleti adat ilyen vizsgálatát a [31]-ben végezték el.

A 32-ben a $156 \leq A \leq 182$ tartományba eső összes ps-ps mag spektrumát, a 21-ben pedig a $225 \leq A \leq 255$ tartománybeli magok spektrumát és a log ft-értékeit számították ki, egy egész sor β -átmenetre. A számítási eredményeket táblázat formájában tették közzé, itt példaként bemutatjuk a 12. táblázatot, amely a W^{182} kétkvazirészecskes nivóit tartalmazza.

A 12. táblázatban előbb a neutron, majd később a proton nivókat soroltuk fel. Az első oszlopban a gerjesztett állapotok konfigurációit adjuk meg. A második oszlopban a K^{π} -t tüntetjük fel, elsősorban az anti-parallel spinű állapotot írjuk, ($\Sigma = 0$), melynek Gallagher szabályának megfelelően alacsony energiájúnak kell lenni, lentebb pedig a $\Sigma = 1$ állapotot. A harmadik oszlopban ezen nivóknak a vizsgált modellel számolt energiái állnak. A negyedik oszlopban azon nivók kísérletileg mért energiáit adjuk meg, melyeknél a spin és paritás értéke határozott és melyek -hez jól meghatározott konfiguráció rendelhető. Az oszlop jobboldalán a pn-pn mag β -átmenetei szerepelnek, amelyeknek a konfigurációi a megfelelő oszlopok fejlécében vannak megadva. Jegyezzük meg, hogy Gallagher-Moszkovszkij csatolási szabályának megfelelően a párhuzamos spinű proton és neutron állapotnak a legalacsonyabb az energiája a pn-pn mag dublettben. A pn-pn magnak ps-ps-re való β -bomlásánál minden nivóra a bal oszlopban a β átmenet osztályozását, $\Delta I \leq 2$, esetére a jobb oszlopban pedig a $\log ft_e$ észlelt értékét, zárjelben pedig $\log ft_p$ számított értékét írjuk.

Igy a 12 típusú táblázatokban nemcsak a ps-ps magokban lévő kétkvazirészecskes nivók energiáit határoztuk meg, hanem megmutattuk, hogy ezek a nivók milyen sebességgel fognak bomlásra adni adott pn-pn mag β -bomlásakor. Meg kell jegyezni, hogy az energiák és a $\log ft$ számított értékei csak az egyrészecskes nivók és párenergiák elfogadott /rendszerétől/ függenek. Az /ismeretett/ β -átmenetek pedig a pn-pn magok konfigurációjára vonatkozó feltevéseiktől függenek; a bomlási sémák változhatnak, ha a kísérletből kiderül, hogy a pn-pn magnak más spinje vagy paritása van, vagy adott K^{π} esetén neki más konfiguráció felel meg.

Ha a ps-ps magok energiájával kapcsolatosan kapott kísérleti adatokat összehasonlítjuk az elmélettel, azt látjuk, hogy a nivók számított és megfigyelt energiái között teljesen kielégítő egyezés van, és, hogy a modellel által adott kétkvazirészecskes gerjesztésekre vonatkozó általános feltevés helyes. Azonban vannak utalások arra, hogy több esetben a helyzet sokkal bonyolultabb.

Meg kell jegyezni, hogy azok a számítások, melyeknél az átlagpotenciál egyrészecske nivóinak rendszerét a pn A-ju magok esetén kapott kísérleti adatok felhasználása útján határoztuk meg, jobban megegyeznek a kísérleti adatokkal, mint azok a számítások, melyeknél a Nilsson-séma egyrészecske nivóit használták fel, amint az jól látható a [32] és [18]-ban szá-

számitott ^{182}Ta nivók paradjelm.

Ha a ps-ps magok számitott energiáit összehasonlítjuk a kísérleti adatokkal, azt látjuk, hogy a számitott alacsony kötkvazirészecskés nivók túlnyomó többségét, amelyek a megfelelő β -bomlások révén gyorsan betöltődnek, kísérletileg kimutatták. A feladat az, hogy kísérletileg be kell bizonyítani az összes számitásokkal kapott nivó létezését, /vagy pedig bebizonyítani, hogy több nivó hiányzik/ így áttérhetünk a modell alapfeltevéseinek ellenőrzéséről a ps-ps magok összes nivóinak vizsgálatára és a szuperfluid magmodellrel kapott egyszerű képtől való eltérések felkutatására. Ha az átlagpotenciál egyrészecske nivóinak elfogadott sémája helyes, akkor a β -bomlások során pl. a következő gyorsan benépesülő nivókat kell megfigyelni: $W^{182} \text{ } ^{182}\text{Ta}$ energiájú proton nivója, amely a 15 órás R_e^{182} $\alpha\beta$ -bomlásnál $\log ft_p = 6.5$ -tel kell, hogy betöltődjön; $E \sim 1,3$ MeV energiájú proton nivó a ^{178}Ta -ban, a 9.3 perces Ta -bomlásából, stb.

A szuperfluid magmodell alapján végzett számitásokból következik, hogy $/K, K+1/$ nivó energia értékeinek a 2 C formális hűzag alatt kell lenni. Ez a jelenség a blocking-effektus egyenes következménye. A 6. táblázatban összegezzük a $/K, K+1/$ nivók összes meglevő adatait, azért, hogy a kísérletekkel való összehasonlítás alapján megvilágítsuk a blocking-effektus szerepét. A 6. táblázat első oszlopában a vizsgált magot tüntettük fel, a másodikban azt, hogy az adott nivó a proton, vagy neutron rendszerek közül melyikhez tartozik, megjelölve a $\sum = 1$ nivókat $\sum = 0$ többi nivó $\sum = 0$. Továbbá a K és $K+1$ értékeit, a 2C hűzag értékeit, és a $E(K) + E(K+1)$ értékeit közöljük a szuperfluid magmodell alapján számitott párosrelációk korábbi értelmezésének megfelelően, és a megfigyelt energiákat. Meg kell jegyezni, hogyha a távolság az átlagos potenciál K és $K+1$ egyrészecske nivói között nagy, akkor a rendszer energiája $/K, K+1/$ állapotban 2C hűzag értékével azonos nagyságrendű kell, hogy legyen, vagy ennél nagyobb, ez pl. az E_r^{166} neutron nivó esetében valóban így is van.

A 6. táblázatból látható, hogy kielégítő egyezés van a $K, K+1$ állapotok számitott és mért energia értékei között. Majdnem az összes kísérleti megfigyelt $K, K+1$ állapotok energia értéke összehasonlíthatóan a 2C hűzag alatt van.

A $/K, K+1/$ állapotok energiájának viselkedésére vonatkozó számitások eredményeinek a kísérleti adatokkal történő összehasonlításából következik, hogy a blocking effektus az erősen deformált magokban olyan feltételeknél jelenik fontos szerepet, mikor a szuperfluid mag átlagos energiája csak nagyobb 700 keV-nél.

A ps-ps magok több gerjesztett állapotának kötkvazirészecskés értelmezését megerősíti a β -átmenetek valószínűségére kapott kísérleti adatok vizsgálata, ami a 7. és 8. ábrán közölt hisztogramból látható. Ezekből a hisztogramokból következik, hogy a $\log [ft_e R^2]$ értékkészletei

β -átmenetek esetében a páros magokban ugyanakkorak, mint a páratlan magokban, a $\log [ft_e R^2]$ értékek nagyobb szórásra pedig kapcsolatos a kvazirészecskék általunk számitásba nem vett kölcsönhatásával és az átlagpoten-

ciál nívók szórásával, valamint a /rendelkezésre álló/ kísérleti adatok nem kielégítő pontosságával és megbízhatóságával.

A [32]-ben több olyan állapot spinfelhasadását tüntették fel, amelyeknek az energiája a Gallagher szabálynak megfelelően / $\sum = 0$ / ellentettspinű állapotokban valamivel kisebbek a / $\sum = 1$ / párhuzamos spinű állapotok energiájánál. A spinfelhasadás a kvazirészecskék kölcsönhatásának a következménye és indokolja a Hamilton-operátorba kiegészítő tagok bevezetését. A spinfelhasadásra vonatkozó rendelkezésünkre álló adatok azonban nagyon gyérek és kívánatos lenne a kísérleti anyag növelése. Pl. az ϵ_r^{168} -ben két 4-nívót kellene megfigyelni, egy olyan neutron nívót, melynek az energiája 1,1 MeV-nél kisebb és egy olyan proton nívót, melynek az energiája 1,5 MeV-nél kisebb. A β -bomlás ezekre a nívókra a ${}_{1m}^{168} 3r$ állapotából \wedge tiltott és $1\wedge(1u)$ jellegű.

Nagy az érdeklődés a p-ns magok olyan állapotainak a megtalálása iránt amelyeknek a β -bomlása F tiltott. Ezeket a nívókat magasabb gerjesztett állapotú γ -átmeneteknél lehet megfigyelni.

A szuperfluid modellben a nukleonok között ható maradék erőknek csak egy részét vettük figyelembe, azokat is csak közelítőleg. Ezért érdekes lenne vizsgálni, hogy a számításba nem vett maradék kölcsönhatások milyen erős befolyást gyakorolnak az erősen deformált magok alap és gerjesztett állapotainak tulajdonságaira. A párkorrelációknak a β -bomlás valószínűségére gyakorolt hatásának a tanulmányozásakor a [20]-ban rámutattak arra, hogy a harmadik csoportba sorolt /F-tiltottak nevezett/ β -átmenetek szigorúan tiltottak a szuperfluid magmodellben. β -bomlások F-tiltottsági fokának kísérleti meghatározása nagyon fontos, a számításba nem vett maradék erők szerepének tisztázása szempontjából, valamint annak a megvilágítása szempontjából, hogy mennyire pontos és helyes az erősen deformált magok alap és gerjesztett állapotainak értelmezése, mely a szuperfluid modellből következik.

Mint ismeretes, a harmadik csoportba tartoznak a/ azok a β -bomlások, ahol a kvazirészecskék száma a proton /neutron/ rendszerben eggyel többel változik, b/ és azok a β -bomlások, ahol emellett, hogy a kvazirészecskék száma a proton /neutron/ rendszerben eggyel változik, a többi kvazirészecske konfigurációja is változik. Lehetséges, hogy ezekben az esetekben a β -átmenetek tiltási foka különböző lesz. Az a/ esetben a β -bomlás csak akkor lehetséges, ha különböző számú kvazirészecskét tartalmazó állapotok keverednek. Ilyen keveredések előfordulhatnak pl. kollektív gerjesztett állapotokhoz vezető kölcsönhatások miatt a rendszer alapállapotában. Ilyen típusú tiltást nevezünk F_q -tiltásnak. F_q -tiltás fokát meg lehet határozni, pl. háromkvazirészecskés állapotnak a rendszer alapállapotában történő β -bomlásából. Az F_q fokának kísérleti meghatározása szükséges a kollektív állapotok mikroszkopikus szerkezetének tanulmányozásához.

Meg kell jegyezni, hogy F_q -tiltásnak az α -bomlásokban és γ -átmenetekben szintén meg kell jelenni.

A b/ esetben β -bomlás akkor megy végbe, ha konfiguráció keveredés

fordul elő, ezért a tiltottság nagyságrendjének ugyanakkorának kell lenni, mint K és λ tiltás esetén. Az ilyen típusú tiltást F_K -tiltásnak nevezük, meg kell jegyezni, hogy az egyes esetekben erősen eltérhet a λ -tiltás értékétől. A kísérleti adatok vizsgálata azt mutatta, hogy nincs egyetlen egy szigorúan meghatározott F_K -tiltott β -átmenet sem. A 13. táblázatban olyan átmeneteket sorolunk fel, melyek az F_K -tiltás fokának megállapítására a legalkalmasabbak. Pl. $p\ 404\ \uparrow - n\ 510\ \uparrow$ konfigurációjú $Ta^{182}\ 3^-$ állapotának β -bomlása $w^{182}\ 514\ \uparrow - 02\ \uparrow$ konfigurációjú 2-proton állapotára F_K -tiltott. Ennek az állapotnak az energiája, /ez az állapot 13 órás $R_e^{182}\ \beta$ -bomlásnál jól betöltődik /egyenlő 1,289 MeV-vel és jól meg-egyezik a számított $E=1,3$ MeV értékkel. Vanak olyan adatok, hogy az ilyen $Q_{F_K}\ \beta$ -átmenet esetében $\log ft_e = 8,2$. Azonban a 112 napos Ta^{182} spin értékei, annak az állapotnak a konfigurációja és a $\log ft_e = 8,2$ értéke nem teljesen megbízható. Ha feltételezzük, hogy az értelmezés helyes, úgy F_K tiltás a β -bomlás sebességét kb. 100-szorosan csökkenti. A 13. táblázatban adott átmeneteken kívül a [12, 21, 32]-ben nagyszámú F_K tiltott β -bomlást írunk le.

A ps-ps magok viszonylag magas gerjesztett állapotai között a kétkvazirészecskés állapotok mellett négykvazirészecskés állapotokat is észlelni kell. Van két ilyen típusú állapot: az első típus $(4n)$ és $(4p)$, mikor mind a négy kvazirészecske vagy proton vagy neutron, a második típus $(2n, 2p)$, mikor két kvazirészecske proton, kettő pedig neutron. β -átmenetek $(4n)$ és $(4p)$ típusu négykvazirészecskés állapotokra F_Q tiltottak, és ilyen állapotoknak magas gerjesztett állapotokról γ -átmenetekkel kell betöltődni. A szupravezető típusú párhuzamosított állapotok többségénél hiányoznak. Legkisebb energiája a $/K-1, K, K+1, K+2/$ állapotoknak van, ezt az energiát a kvazirészecskék kölcsönhatásának figyelembe vétele nélkül becsüljük meg. Pl. w^{182} -ben az ilyen $(4n)$ állapotnak az energiája kb. 3 MeV spinje 10, 9, 7, 6, 3, 2, 1, 0 és paritása negatív, a $(4p)$ állapotnak az energiája nagyobb 3 MeV-nél, spinje 11, 10, 6, 5, 4, 3, 2, 1 és paritása negatív. Egy sor ilyen állapot energiája a kvazirészecskék kölcsönhatása miatt valamennyivel csökkenhet. Valamennyivel nagyobb energiák esetében az átlagpotenciál nivókon a kvazirészecskék más eloszlásával találjuk a négykvazirészecskés állapotokat. 3 MeV-nél nagyobb gerjesztési energiák esetében a ps-ps magok nivósűrűségének a négykvazirészecskés állapotok miatt erősen növekednie kell.

$(2n, 2p)$ típusu négykvazirészecskés állapotok szuperfluid tulajdonságai hasonlítanak a megfelelő kétkvazirészecskés állapotok tulajdonságaihoz. Ezeknek az állapotoknak jól be kell tölteni a β -bomlásoknál. Több esetben kísérletileg ilyen állapotokat lehet találni a megfelelő β -bomlásnál. Az összes ps-ps erősen deformált magban mindkét típusu négykvazirészecskés nivót meg kell figyelni.

Ps-ps magok magasabban gerjesztett állapotai között hat és több kvazirészecskés állapotnak kell lenni, bár nem világos, hogy alapvetésükben a gerjesztett állapotok ilyen értelmezése mekkora energiáig marad érvényben. Lehetséges, hogy erre a kérdésre a neutron- spektroszkópiái kísérletek ad-

nak választ.

Igy a szuperfluid magmodell alapján végzett számítások egyezése a ps-ps magok gerjesztett állapotainak energiáival és a β -átmenetek valószínűségére vonatkozó kísérleti adatokkal megerősíti az alapfeltevések helyességét és a vizsgált modell közelítésének elegendő pontosságát és azt, hogy a kétkvazirészecskes felfogás megfelelő alap a ps-ps magnívók vizsgálatára.

I r o d a л о м

- [1] Н.Н.Боголюбов. Лекции по квантовой статистике, Киев, 1947.
- [2] J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffter. Phys. Rev. 108, 1175 /1957/
Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ 34, 58, 73 /1958/.
- Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд-во АН СССР, 1958.
- [3] Н.Н.Боголюбов, ДАН СССР, 119, 52 /1958/.
- [4] A. Bohr, V. Mottelson, D. Pines. Phys. Rev. 110 936 /1958/
- [5] В.Г.Соловьёв. ЖЭТФ, 35, 823 /1958/, ДАН СССР 123, 655 /1958/
- [6] С.Т.Беляев. Kgl Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 31, N.11 /1959/
- [7] В.Г.Соловьёв. Nucl. Phys. 9, 655 (1958/59), ЖЭТФ, 36, 1869 /1959/.
- [8] Н.Н.Боголюбов, ДАН СССР 119, 224 /1958/.
- [9] Н.Н.Боголюбов, В.Г.Соловьёв. ДАН СССР, 124, 1011 /1959/
- [10] Н.Н.Боголюбов. Препринт ОИЯИ Д-781 /1961/.
- [11] С.В.Тябликов. ДАН СССР, 121, 250 /1958/
- [12] В.Г.Соловьёв. Препринт ОИЯИ Р-801 /1961/.
- [13] В.Г.Соловьёв. ДАН СССР 131, 296 /1960/.
- [14] Н.Н.Боголюбов, С.В.Тябликов. ДАН СССР 126, 53 /1959/.
- [15] В.Б.Беляев, В.Н.Захарьев, В.Г.Соловьёв. ЖЭТФ 38, 952 /1960/.
- [16] В.Г.Соловьёв, ДАН СССР 133, 325 /1960/.
- [17] А.Б.Мирдал. ЖЭТФ 37, 249 /1959/.
- J. J. Griffin, M. Rich. Phys. Rev. 118, 85 /1960/
- [18] В.Г.Соловьёв. ЖЭТФ 40, 654 /1961/. Лю Юань, Н.И.Питов, В.Г.Соловьёв, И.Н.Сидин, В.И.Фурман. ЖЭТФ 40, 1503 /1961/.
- [19] S. G. Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29, N.16 /1955/
- [20] В.Г.Соловьёв. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, N.11 /1961/.
- Известия АН сер. физ. 25, 1198 /1961/.
- [21] Т.Вереш, В.Г.Соловьёв, Т.Шимлов. Известия АН СССР сер. физ. 26, № 8 /1962/.
- [22] Mottelson V. and Nilsson S. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, N.8.
- [23] А.Павляковски, В.Рибарска. ЖЭТФ 43, № 4 /1962/.
- [24] A. K. Kerman, R. D. Lawson, M. H. Macfarlane. Phys. Rev. 124, 162 /1961/.
- [25] L. Kisslinger. Nucl. Phys. 35, 114 /1962/
- [26] В.Г.Соловьёв, ЖЭТФ 43, № 1 /1962/.
- [27] В.Г.Соловьёв, ДАН 144, № 6 /1962/. Phys. Lett. 1, 202 /1962/
- [28] П. J. Mang, J. O. Rasmussen - /preprint/
- [29] М.Волков, Т.Вереш. ДАН /in print /.
- [30] H. A. Grotch, S. B. Berson, Phys. Rev. 121, 831 /1961/1
- [31] P. Avaro, M. C. Michel, S. G. Thompson, I. Fermi. Proc. Rutherford Jubilee Intern. Conf. 311 /1961/
- [32] C. J. Gallagher, V. G. Soloviev, Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk. 2, N.2 /1962/

1. táblázat.

A levágás szerepének vizsgálata

	K+3	K+6	K+9	K+12	K+15	K+18
$G_z(h\hat{\omega}_0)$	0,0185	0,0185	0,0185	0,0185	0,0185	0,0185
$P_z(h\hat{\omega}_0)$	0,037	0,055	0,070	0,081	0,091	<u>0,102</u>
$C(h\hat{\omega}_0)$	0,059	0,077	0,091	0,103	0,114	0,125
$C(K)/C$	0,64	0,75	0,79	0,81	0,83	0,83
$G_z(h\hat{\omega}_0)$	0,026	0,023	0,021	0,020	0,019	0,0185
$P_z(h\hat{\omega}_0)$	0,088	0,102	0,101	0,103	0,094	<u>0,102</u>
$C(h\hat{\omega}_0)$	0,123	0,130	0,128	0,127	0,123	0,125
$C(K)/C$	0,88	0,85	0,84	0,84	0,83	0,83

2. táblázat.

Részecske-pár sűrűség eloszlása alapállapotban

λ	$G = 1,25 \Delta E$			$G = 1 \Delta E$			$G = 0,5 \Delta E$		
	\bar{N}_λ	$\langle \phi_0 N_\lambda \phi_0 \rangle$	σ_λ^2	\bar{N}_λ	$\langle \phi_0 N_\lambda \phi_0 \rangle$	σ_λ^2	\bar{N}_λ	$\langle \phi_0 N_\lambda \phi_0 \rangle$	σ_λ^2
1. K-2	0,077	0,009	0,655	0,911	0,927	0,895	0,979	0,995	0,985
2. K-1	0,810	0,812	0,767	0,853	0,861	0,810	0,959	0,987	0,958
3. K	0,675	0,661	0,631	0,716	0,698	0,649	0,888	0,932	0,807
4. K+1	0,398	0,410	0,455	0,338	0,353	0,419	0,126	0,072	0,208
5. K+2	0,240	0,228	0,294	0,182	0,160	0,230	0,048	0,013	0,044

3. táblázat.

Részecske-pár sűrűség eloszlása kétkvazi-
részecskés gerjesztett állapotokban

$G = 1,25 \Delta E$ esetében

K_1, K_2 s_1, s_2	s_1	Exakt. módszer	b/módszer projekcióval	b/módszer
K, K+1	1	0,970	0,999	0,986
3, 4	2	0,953	0,998	0,966
	5	0,077	0,003	0,048
K, K+2	1	0,948	0,978	0,928
3, 5	2	0,906	0,943	0,834
	4	0,146	0,079	0,238
K-1, K+1	1	0,968	0,992	0,967
2, 4	3	0,910	0,957	0,840
	5	0,122	0,051	0,193
K+1, K+2	1	0,902	0,921	0,868
4, 5	2	0,793	0,789	0,711
	3	0,305	0,290	0,421
K-1, K	1	0,966	0,985	0,965
2, 3	4	0,794	0,804	0,685
	5	0,240	0,211	0,350

4. táblázat.

Korrelációs függvények értékei neutron
rendszerek esetében

N	92	94	96	98	100	102	104	106	108	110
$C(K, K+1) / C$	0,43	0,47	0	0	0	0,01	0,01	0,23	0,24	0,50
$C(K-1, K+1) / C$	0,61	0,54	0,16	0,06	0,50	0,01	0,0	0,46	0,58	0,63
$C(K, K+2) / C$	0,55	0,54	0,54	0	0,10	0,23	0,13	0,53	0,50	0,57
$C(K, K) / C$	0,53	0,53	0,28	0,71	0,37	0,30	0,30	0,62	0,62	0,56
$C(K-1, K) / C$	0,66	0,58	0,40	0,72	0,59	0,44	0,74	0,61	0,71	0,69
$C(K+1, K+2) / C$	0,62	0,61	0,62	0,70	0,50	0,63	0,74	0,67	0,65	0,61
$C(K-2, K-1) / C$	0,75	0,68	0,54	0,70	0,75	0,61	0,79	0,75	0,81	0,81
$C(K+1, K+4) / C$	0,73	0,73	0,71	0,84	0,54	0,68	0,78	0,72	0,68	0,64
$C(K+2, K+3) / C$	0,71	0,75	0,84	0,82	0,62	0,72	0,81	0,76	0,75	0,68
$C \bar{n}_0$ egységeiben	0,131	0,129	0,121	0,109	0,111	0,112	0,103	0,127	0,131	0,135
$C(K) / C$ *	0,81	0,82	0,80	0,65	0,57	0,67	0,56	0,54	0,60	0,68

* $N-1/N-1$

5. táblázat.

Korrelációs függvények értékei neutron
rendszeres esetében

N	138	140	142	144	146	148	150	152	154
$C(K, K+1) / C$	0,53	0,41	0,01	0	0	0	0	0,51	0,66
$C(K-1, K+1) / C$	0,61	0,44	0,41	0,35	0,25	0,41	0,55	0,81	0,69
$C(K, K+2) / C$	0,65	0,62	0,50	0,43	0,33	0,31	0,43	0,54	0,67
$C(K, K) / C$	0,54	0,57	0,57	0,49	0,58	0,58	0,64	0,59	0,64
$C(K-1, K) / C$	0,62	0,59	0,62	0,59	0,63	0,69	0,73	0,73	0,69
$C(K+1, K+2) / C$	0,65	0,69	0,70	0,64	0,65	0,62	0,62	0,64	0,68
$C(K-2, K-1) / C$	0,70	0,59	0,69	0,72	0,75	0,81	0,85	0,85	0,81
$C(K+1, K+4) / C$	0,75	0,76	0,78	0,72	0,72	0,65	0,63	0,66	0,69
$C(K+2, K+3) / C$	0,79	0,81	0,81	0,79	0,76	0,73	0,69	0,66	0,69
$C(\eta \omega_0)$	0,119	0,112	0,104	0,099	0,097	0,099	0,107	0,117	0,126
$C(K) / C^*$	0,84	0,81	0,75	0,69	0,63	0,60	0,63	0,72	0,80

* $N-1/N$ -re

6. táblázat.

/K,K+1/ állapot energiák MeV-ban kifejezve

Mag	Rendszer	K π	Hézag	$\epsilon(K)+\epsilon(K+1)$	Energia	
					számított	észlelt
Cm ²⁴⁴	neutron	6+	1,30	1,30	0,92	1,042
W ¹⁸⁴	proton	2-	1,61	1,87	1,3	1,150
W ¹⁸²	proton	2-	1,61	1,88	1,3	1,290
	- " -($\Sigma=1$)	7-				1,961
	neutron	4-	1,89	1,97	1,5	1,554
	- " -($\Sigma=1$)	5-				1,810
Hf ¹⁸⁰	proton	8-	1,66	1,68	1,0	1,142
Hf ¹⁷⁸	- " -	8-	1,66	1,67	1,0	1,148
	neutron	8-	1,85	1,94	1,5	1,480
Yb ¹¹²	proton	3+	1,80	1,97	1,4	1,664
	- " -($\Sigma=1$)	4+				2,075
	neutron	3+	1,65	1,70	1,3	1,174
	- " -($\Sigma=1$)	2+				1,468
Er ¹⁶⁸	proton($\Sigma=1$)	3-	1,82	1,90	1,3	1,543
	neutron($\Sigma=1$)	3-	1,64	1,66	1,1	1,095
Er ¹⁶⁶	neutron	6-	1,63	1,94	1,6	1,785
	- " -($\Sigma=1$)	1-				1,826
Dy ¹⁶²	neutron	5-	1,83	1,88	1,3	1,485
Dy ¹⁶⁰	proton	2-	1,90	2,01	1,4	1,260
Gd ¹⁵⁶	proton	4+	2,0	2,02	1,45	1,511
	- " -($\Sigma=1$)	1+				1,966
	neutron	1-	2,0	2,02	1,5	1,240
	- " -($\Sigma=1$)	4-				2,042

7. táblázat

Kedvező α - bomlások

Állapot	Alfa-bomlás	F	
		Tapasztalat	Számítás
9/2 - [734]	Cf ²⁴⁹ → Cm ²⁴⁵	1,8	1,8
7/2 + [624]	Cm ²⁴⁵ → Pu ²⁴¹	2,2	2,0
5/2 + [622]	Cm ²⁴³ → Pu ²³⁹	1,5	1,8
1/2 + [631]	Cm ²⁴¹ → Pu ²³⁷	2,7	2,1
1/2 + [631]	Pu ²³⁹ → U ²³⁵	2,5	2,1
3/2 - [521]	Bk ²⁴⁵ → Am ²⁴¹	1,7	1,7
5/2 - [523]	Am ²⁴³ → Np ²³⁹	1,1	1,4
5/2 [523]	Am ²⁴¹ → Np ²³⁷	1,3	1,4
5/2 - [523]	Am ²³⁹ → Np ²³⁵	2,3	1,7
5/2 + [642]	Np ²³⁷ → Pa ²³³	3,8	1,4

8. táblázat.

Tiltási faktorok a $K = 5$ és $P523 + 632$
konfigurációju A_m^{242} m alfa-bomlás esetén

Maradék magállapot			F tiltási faktor	
K π	Konfigu- ráció	Energia KeV	Tapasztalat	Számítás
5-	p523↓ + n622↑	337	1,8	2,7
3-	p523↓ + n631↓	133	$3 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^3$
6+	p523↓ + n743↑	462	$2 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$
2+	p642↑ - n631↓	0	$> 6,2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^6$

9. táblázat

Béta - átmenetek páratlan magokban

Állapot	Átmenet	Állapot	Osztályozás	R	Log/ft/ _e	Log/ft/ _γ
7/2 + [404]	Ta ¹⁷⁵ → Hf ¹⁷⁵	7/2 - [503]	lu I I	0,41	6,2	6,2
	Ta ¹⁷⁷ → Hf ¹⁷⁷		lu I I	0,40	6,4	6,2
	Ta ¹⁸³ → W ¹⁸³		Lu I II	0,11	6,9	6,8
	Ta ¹⁸⁵ → W ¹⁸⁵		lu I II	0,19	6,5	6,5
5/2 - [532]	Tb ¹⁵⁹ → Gd ¹⁵⁹	3/2 - [521]	ah II I	0,7	6,7	6,7
	Ho ¹⁶¹ → Er ¹⁶¹		ah I I	0,53 ~ 5,6	5,8	
3/2 - [521]	Bk ²⁴⁵ → Cm ²⁴⁵	1/2 + [631]	lu I II	0,04 ~ 7,0	7,0	
	Am ²⁴¹ → Cm ²⁴¹		lu II I	0,14 ~ 7,3	6,5	
	Np ²³⁷ → U ²³⁷		lu I I	0,43	6,0	6,0

10. táblázat

au béta - átmenetek

$$S_Z = 7/2 - [523] \quad S_N = 5/2 - [523]$$

Állapot	Béta-átmenet	Állapot	R	Log/ft/e	Log/ft/ τ
7/2 -	Ho ¹⁶⁷ → Er ¹⁶⁷	3/2 -	0,52	4,8	4,8
7 -	Ho ¹⁶⁶ → Er ¹⁶⁶	6 -	0,38	5	4,9
0 -	Ho ¹⁶⁶ → Er ¹⁶⁶	1 -	0,38	5,2	4,8
1 +	Ho ¹⁶⁶ → Dy ¹⁶⁶	alap	0,44	4,9	4,7
1 +	Ho ¹⁶² → Dy ¹⁶²	alap	0,25	4,7	5,3
6 -	Ho ¹⁶² → Dy ¹⁶²	5 -	0,20	4,6	5,0
5 +	Ho ¹⁶⁰ → Dy ¹⁶⁰	4 +	0,38	4,8	4,9
1 +	Ho ¹⁶⁴ → Dy ¹⁶⁴	alap	0,35	5,1	5,3
1 +	Ho ¹⁶⁴ → Er ¹⁶⁴	alap	0,20	5,4	5,5
1 +	Tm ¹⁶⁴ → Er ¹⁶⁴	alap	0,30	4,9	5,3
1 +	Tm ¹⁶⁶ → Yb ¹⁶⁶	alap	0,29	4,6	4,9

11. táblázat.

(2n,p) és (2p,n) típusu három kvazirészecskes állapotok

Anyá-mag	Állapot	Maradék mag	Állapot	E MeV	K π	Oszt. bétá-bomlás log/ft	Q MeV
93 Er 161 68	n521 \uparrow	94 Ho 161 67	n521 \uparrow K, n523 \uparrow K+2, p523 \uparrow K	1.6-1.7	15/2		>2.0
			n521 \uparrow K, n521 \uparrow K, p411 \uparrow K+1 *1.8-2.0		9/2- 5/2- 1/2-	2 λ (au) au 4, 8 au 4, 8	
			n521 \uparrow K, n642 \uparrow K+1, p411 \uparrow K, p41, 8-2.0		5/2-1/2 3/2-	2 λ (ah) a λ (ah)	
98 Lu 169 71	p404 \uparrow	99 Yb 169 70	p404 \uparrow K+1, p523 \uparrow K-1, n633 \uparrow K, *2		7/2- 21/2-	1u	1.970
			p404 \uparrow K+1, p411 \uparrow K, n521 \uparrow K+1, *1.5-1.7		9/2- 7/2- 5/2-	1u 1u 1u	
			p514 \uparrow K+1 p411 \uparrow K, n521 \uparrow K+1, *1.5-1.7		1 1/2+ 9/2+ 7/2+	1u 1u 1u	
100 Ta 173 73	p404 \uparrow	101 Hf 173 72	p404 \uparrow K+1, p411 \uparrow K, n521 \uparrow K, 1.7		9/2- 7/2- 5/2- 23/2+	1u 1u 1u	2.800
			p404 \uparrow K+1, p514 \uparrow K, n514 \uparrow K+2 1.5-2.2		9/2+	au	

12. táblázat.

$A_{14}^{108} W^{182}$ Kétkvazirészecskes nivói

Állapot	K π	Energia		109 Ta 182		107 Re 182 ₁₊		107 Re 182 ₂₊	
		Számi- tás	Tapasz- talat	MeV	13	15	pk+1 nk	pk+1 nk	oszt.log./f
neutron nivók									
K, K+1	4-	1,5	1,554	ah	6,8 (6,9)			1 ^x _h	>7
	5-		(1,810)					1 ^x _h	>6,8
K, K	} 0+	~1,6							2
K+1, K+1									
K, K+2	6-	1,9	1,830				1 u	6,6 (7,3)	
	3-		2,024	aF					1 u 6,4 (7,3)
K-1, K+1	4+	1,9		lu					
	3+			1A(lu)					
K-2, K	2-	2,3	2,185	aF					lu 6,2 (6,7)
	7-						1 u	6,1 (6,7)	
K-2 = 512 \dagger , K-1 = 514 \dagger , K = 624 \dagger , K+1 = 510 \dagger , K+2 = 512 \dagger									
proton nivók									
K, K+1	2-	1,3	1,290	aF	8,2			lu	6,3 (6,4)
	7-		(1,979)				lu	6,5 (6,4)	
K-1, K+1	6+	1,4	(1,757)				ah	(6,7)	
	1+			1 ^x _h					ah (6,5)
K, K	} 0+	~1,8							
K+1, K+1									
K-1, K+2	4+	2,0		1A(lu)					
	3+			1 u					aF
K-1, K	8-	2,0					1F		
	1-								1F
K, K+2	4-	2,0		aF					
	5-								
K-1 = 404 \dagger , K = 514 \dagger , K+1 = 402 \dagger , K+2 = 400 \dagger									

13. táblázat.

F-típusú béta-átmenetek

	pn-pn magok	ps-ps magok	Energia MeV	Oszt.	Σ	
99 63	Bu 156 1- p413 ↓ - n521 ↓	92 64	Gd 156	p 1 - 532 ↓ - 411 ↓	~ 1.7	aF 0
97 69	Tm 166 2+ p411 ↓ - n642 ↓	98 68	Er 166	n 1 - 523 ↓ - 633 ↓ n 2 + 523 ↓ - 521 ↓	~ 1.828	IF 0 aF 0
101 71	Lu 172 4 - p404 ↓ + n 521 ↓	102 70	Yb 172	p 3 + 523 ↓ + 521 ↓ 3 + 411 ↓ + 402 ↓ 2 + 411 ↓ - 402 ↓	~ 1.7	aF 1 IF 0 IF 1
109 73	Ta 182 3 - p404 ↓ - n 510 ↓	108 74	W 182	p 5 - 411 ↓ + 514 ↓ 4 - 411 ↓ - 514 ↓	~ 1.8	aF 0 aF 1
147 93	Np 240 1 + p 642 ↓ - n624 ↓	146 94	Pu 240	p 2 - 514 ↓ - 402 ↓	1.290	aF 0
					~ 1	aF 1
					~ 1.3	IF 0

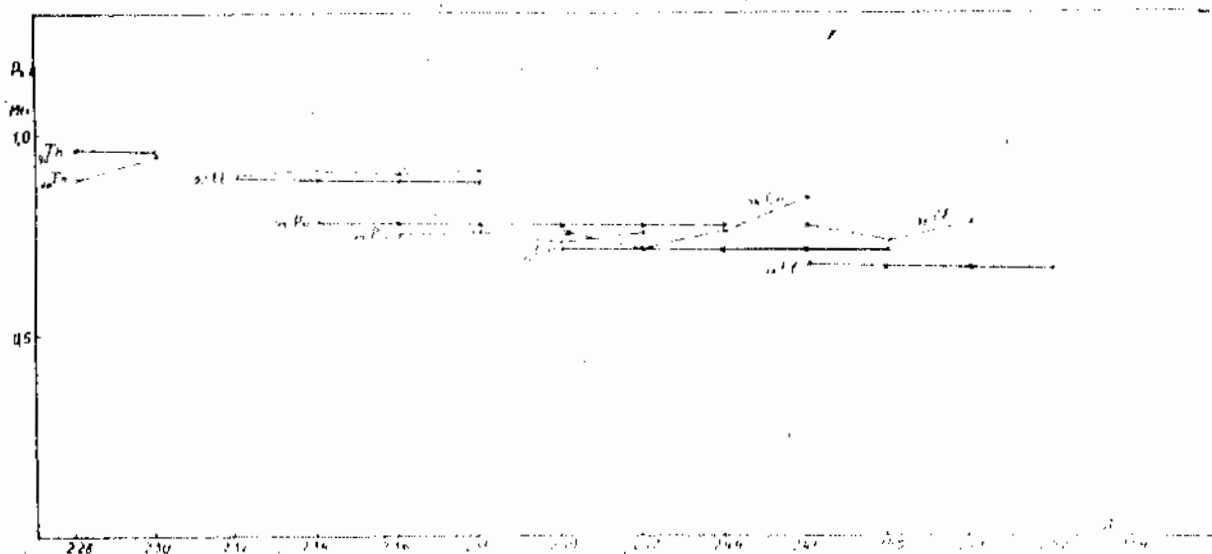


Fig 4.

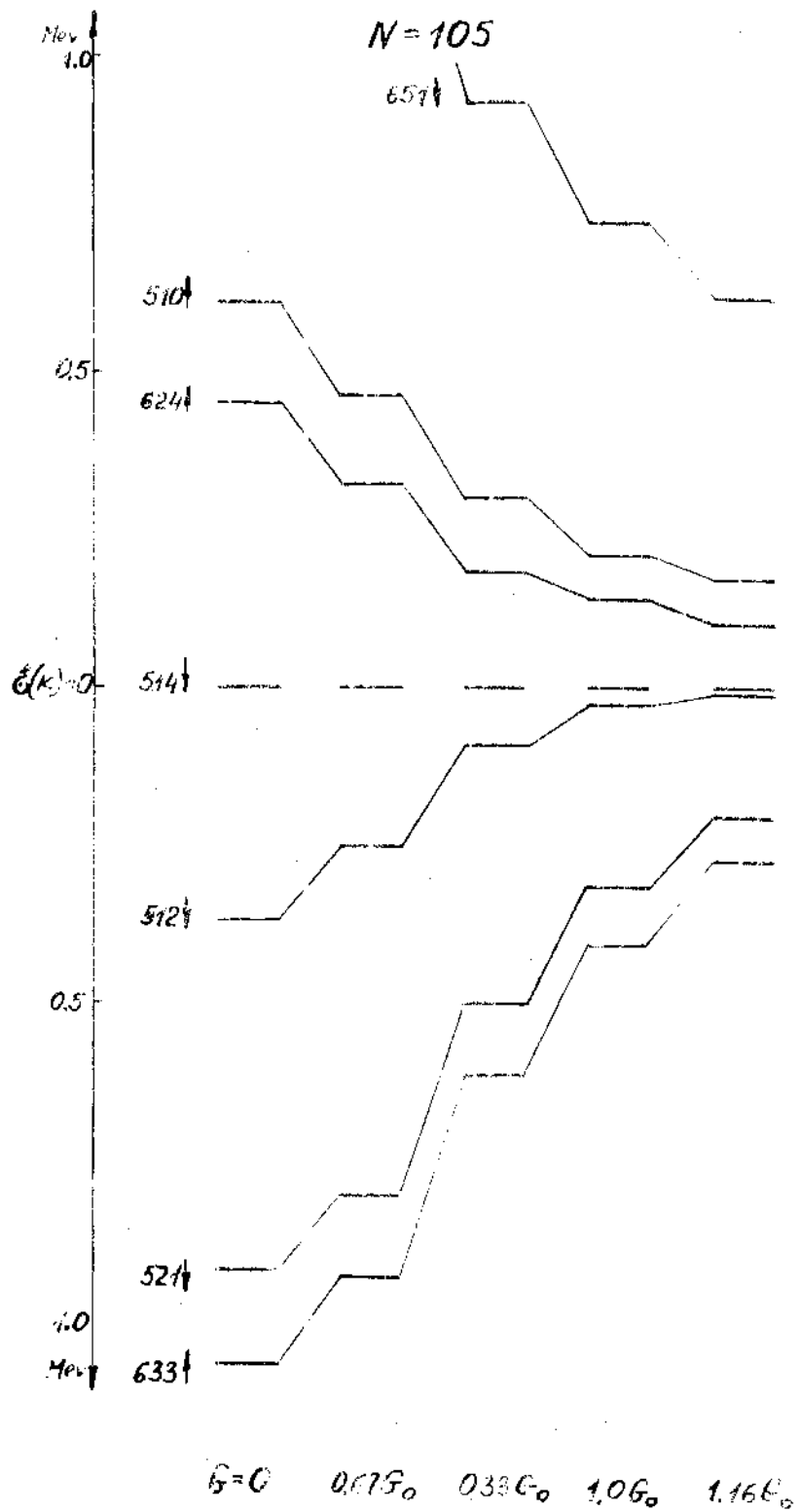


Fig. 2.

1000
2000

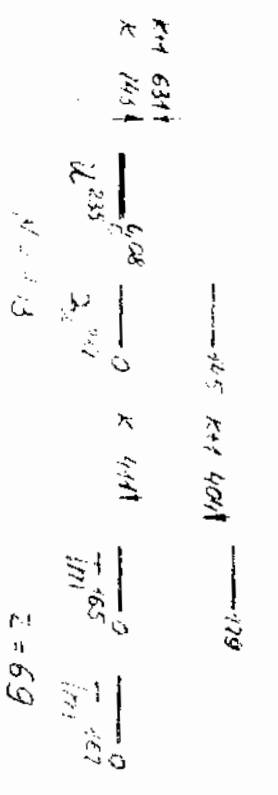
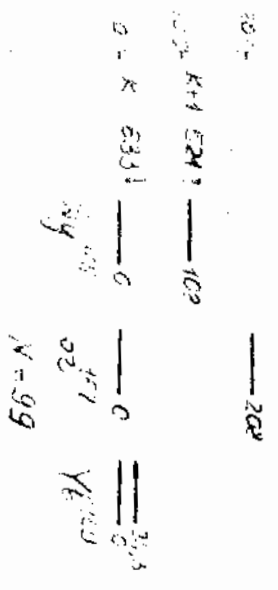


Fig. 3.

$Z = 69$

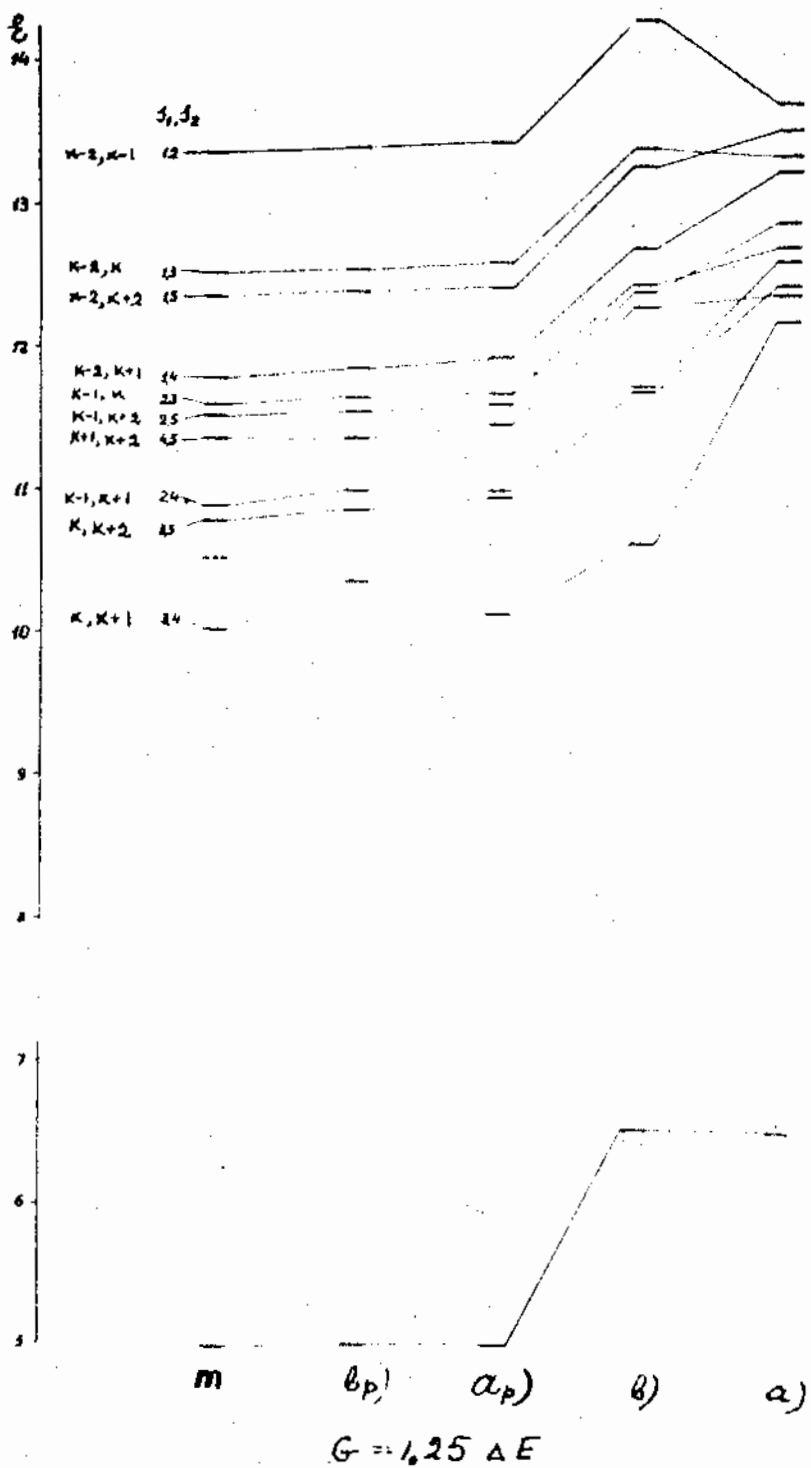


Fig. 4

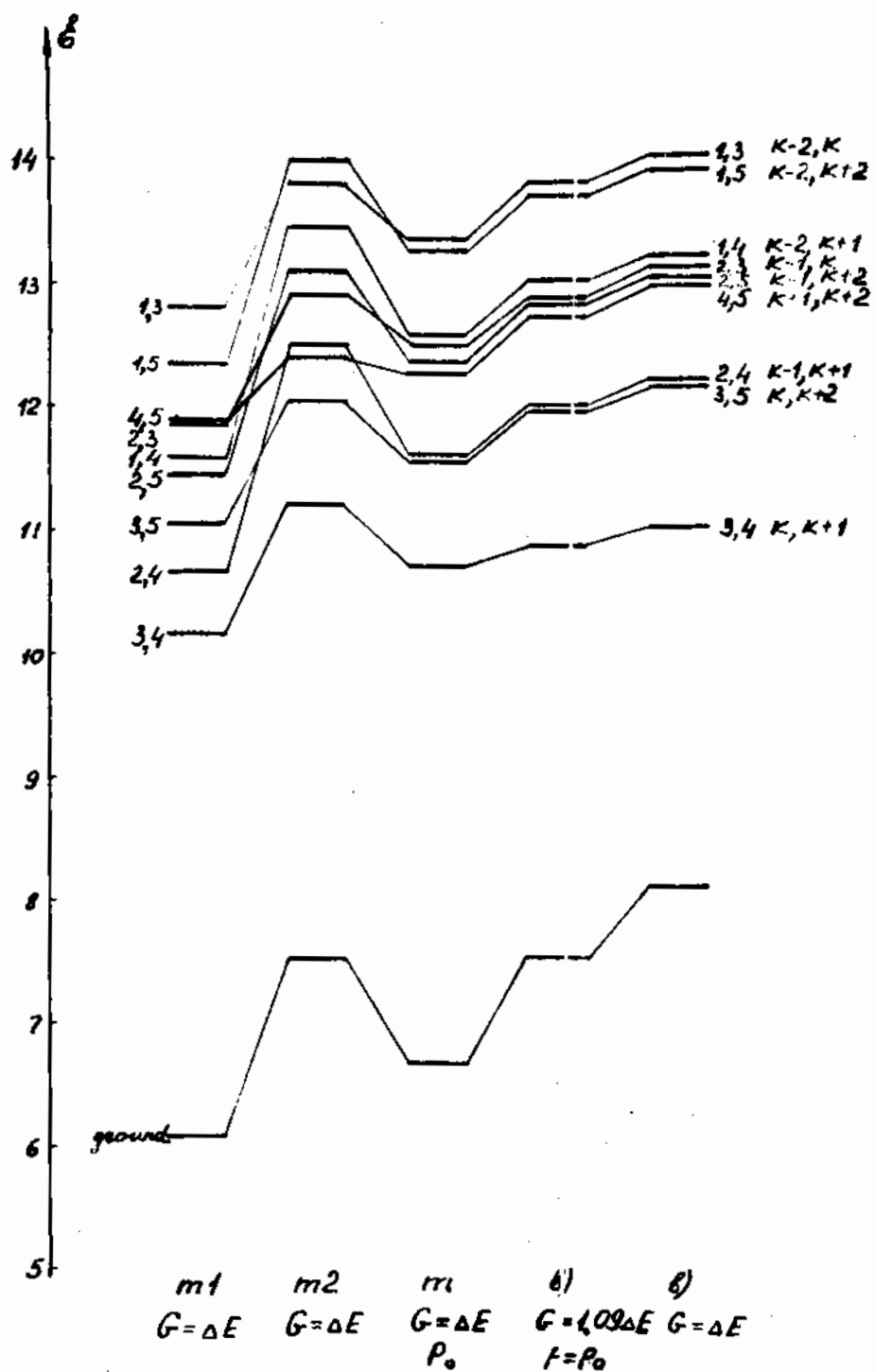


Fig. 5.

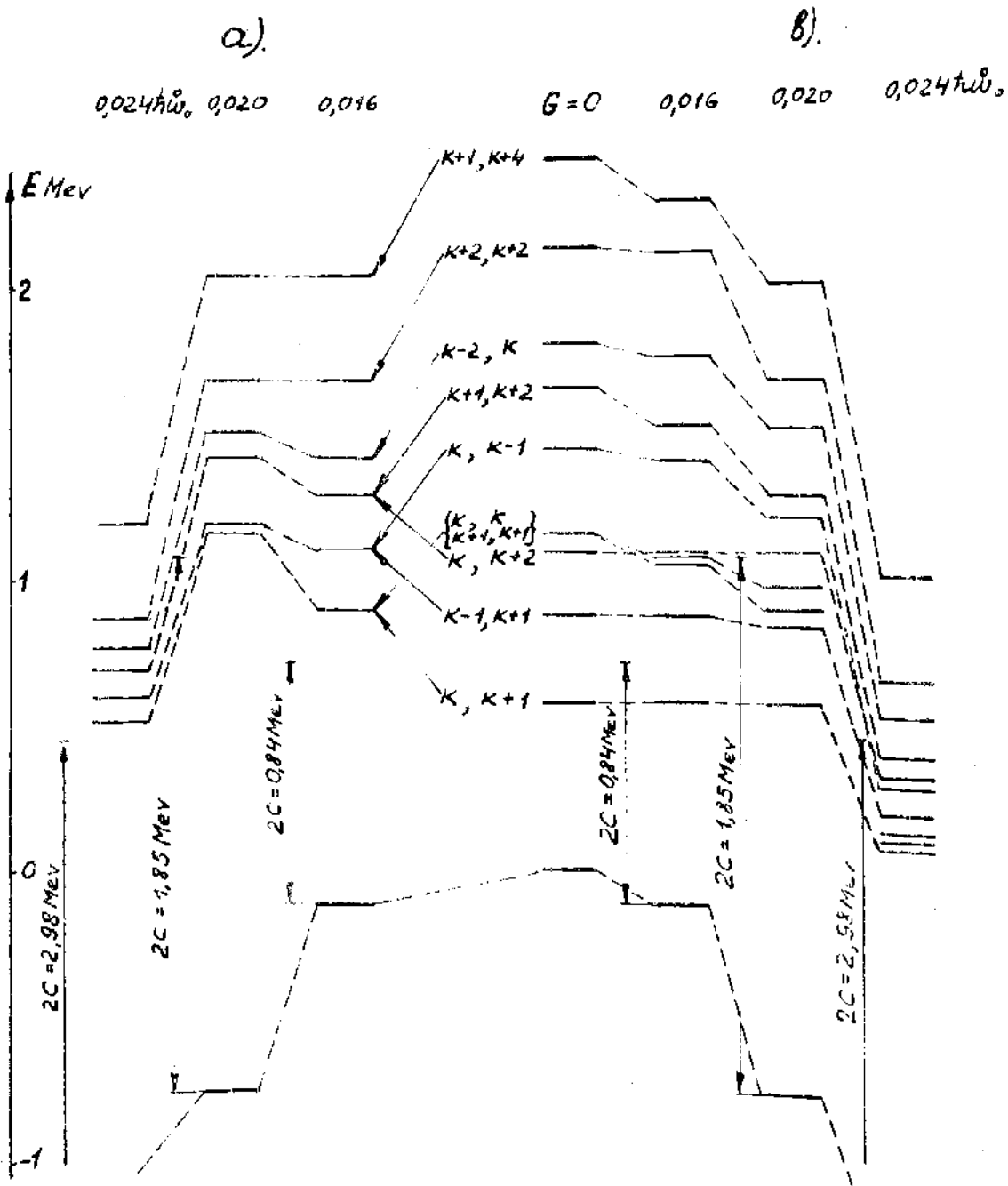
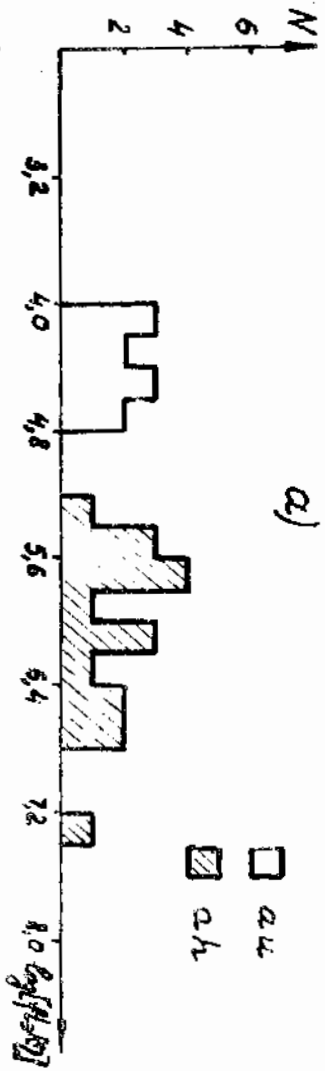


Fig. 6



б)

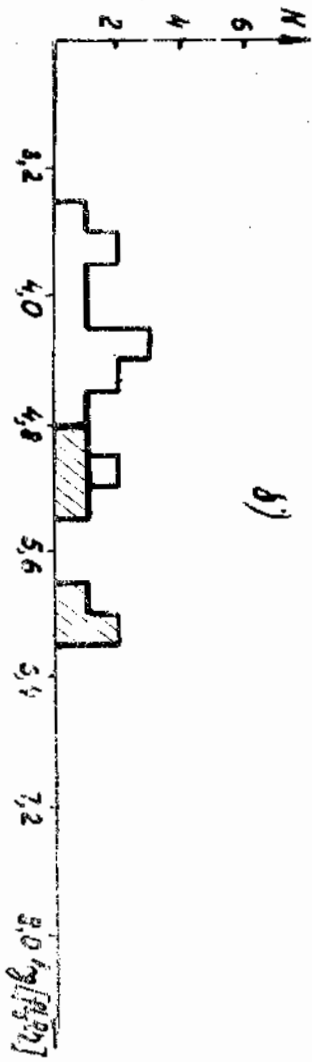


Рис. 1.

Разрешённые λ -переходы
 от нечётных ядра, в чётные ядра.

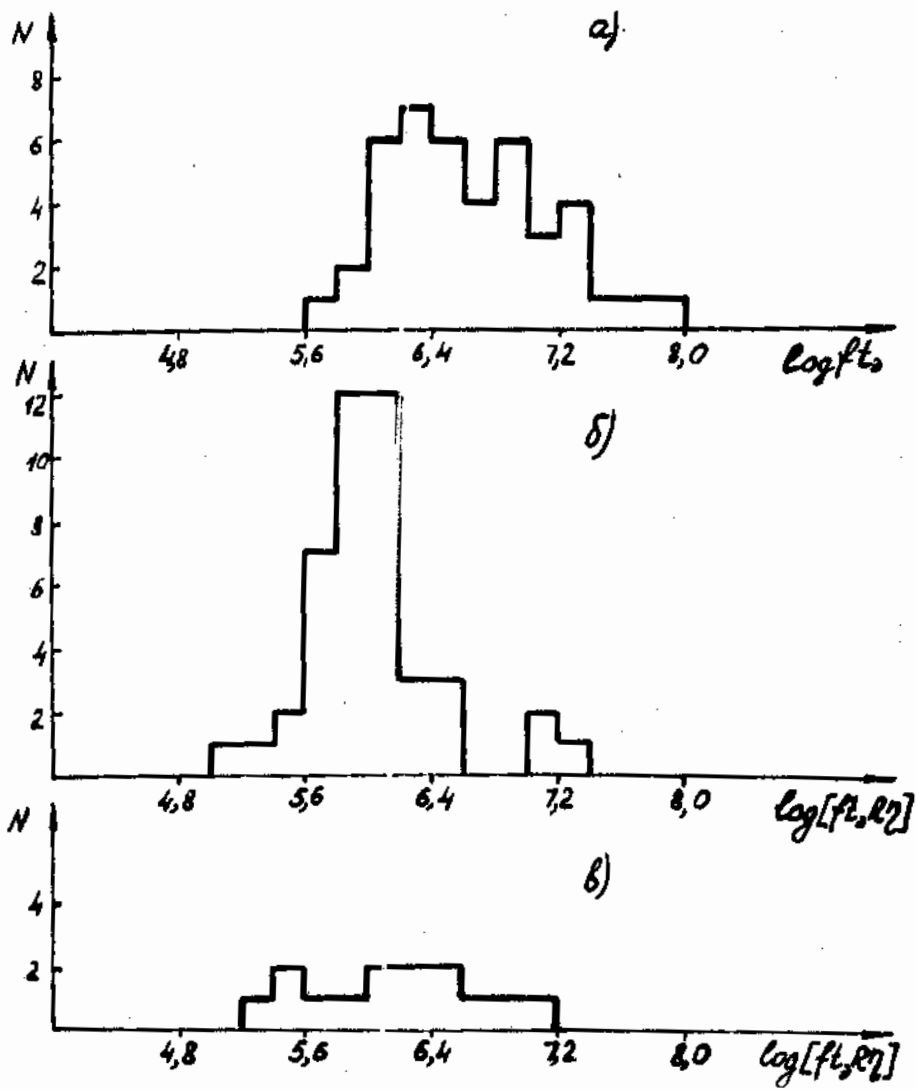


Рис. 2.

1 и λ -переходы
 а), б) - нечётные ядра, в) - чётные ядра