

О ПРОТОН-НЕЙТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

И. А. Ахиезер, Б.И. Барц, Ю.Л. Болотин

Хорошо известно (см., например, [1]), что из сравнения данных по рассеянию адронов и лептонов следует, что радиус распределения заряда в ядре R_z меньше радиуса распределения массы R_A . Как недавно отмечено в [2], соответствующие экспериментальные данные укладываются в формулу

$$R_z = r_0 (2z)^{1/3}; \quad R_A = r_0 A^{1/3}, \quad (1)$$

где $r_0 = (5/3)^{1/2} \rho$. Согласно (1), равны между собой плотности и, следовательно, химические потенциалы протонных и нейтронных распределений (а не радиусы этих распределений). По-видимому, тот факт, выполняется или не выполняется соотношение (1), должен особенно сильно сказаться на некоторых выводах из сверхпроводящей модели ядра.

Дело в том, что обычно при рассмотрении средних и тяжелых ядер исходят из модели двух сверхпроводящих жидкостей (нейтронной и протонной). Это связано с тем, что если не учитывать различие в радиусах нейтронного и протонного распределений, то различие химических потенциалов нейтронов и протонов оказывается $\Delta \zeta \sim 5 - 10 \text{ Мэв}$. Эта величина больше, чем ожидаемая величина щели в энергетическом спектре $2\Delta \sim 2 - 3 \text{ Мэв}$, чем обычно и оправдывается неучет возможного спаривания протонов и нейтронов [3].

В свете возможного равенства химических потенциалов нейтронов и протонов представляет интерес вернуться к вопросу о том, к каким последствиям должно привести протон-нейтронное (p_n) спаривание¹⁾. В настоящей работе мы показываем, что такое спаривание существенно изменит (по сравнению с обычным pp и nn спариванием) изотопическую структуру корреляционных функций нуклонов ядра.

Будем исходить для простоты из гамильтониана

$$H' = - \sum \left(\alpha_{p_1 s_1}^{i_1 +} \alpha_{p_1 s_1}^{-i_1 +} \alpha_{p_2 s_2}^{-i_2} \alpha_{p_2 s_2}^{i_2} \right), \quad (2)$$

где α_{ps}^i , α_{ps}^{i+} – операторы уничтожения и рождения нуклона с импульсом p , проекцией спина s и проекцией изоспина i , l – потенциал взаимодействия, отличный от нуля в узкой области энергий вблизи фермиевской.

Гамильтониан выбран в простейшем виде, в котором наиболее резко должно проявиться равенство химических потенциалов протонов и нейтронов: очевидно, что при больших $\Delta \zeta$ гамильтониан (2) вообще не приводит к сверхтекучести.

В гамильтониане (2) учтено лишь взаимодействие пар нуклонов, находящихся в состоянии с $S = 1$ и $T = 0$ (квазидейтрон). В этом состоянии притяжение меж-

1)

Возможность такого спаривания обсуждалась в ряде работ, см. [4].

ду нуклонами максимально, поэтому квазидейтронная модель спаривания должна правильно определить основное состояние системы нуклонов при $\Delta \zeta = 0$.

Следуя далее обычному методу теории сверхпроводимости можно получить следующие выражения для фурье-компонент корреляционных функций плотности нуклонов ($\Phi^{(0)}$) и плотности изоспина ($\Phi^{(1)}$)

$$\Phi^{(0)}(q, \omega) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(1 + \frac{\Delta^2}{E_p E_{p-q}} \right) \delta(\omega - E_p - E_{p-q}), \quad (3)$$

$$\Phi^{(1)}(q, \omega) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left(1 - \frac{\Delta^2}{E_p E_{p-q}} \right) \delta(\omega - E_p - E_{p-q}), \quad (4)$$

где $E_p = \sqrt{\Delta^2 + \xi_p^2}$, Δ — щель в энергетическом спектре, связанная с потенциалом взаимодействия / обычным соотношением $1/\Sigma E_p^{-1} = 1$, ξ_p — энергия, отсчитываемая от ферми-поверхности.

Изотопическая структура корреляционных функций (3), (4) существенно отличается от изотопической структуры корреляционных функций в обычной (двухжидкостной) сверхпроводящей модели ядра, в которой корреляции сверхпроводящего типа имеют место только между частицами одного сорта [5].

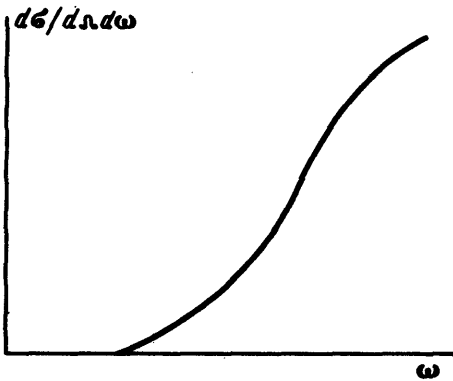


Рис. 1

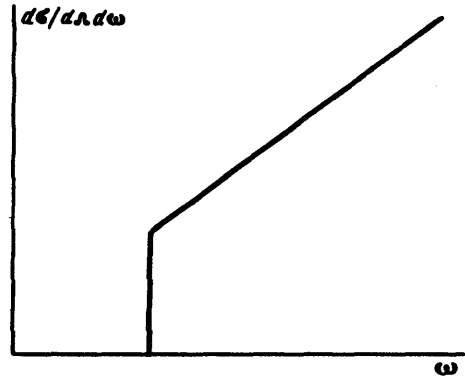


Рис. 2

Такое различие между двухжидкостной и квазидейтронной моделями ядра должно существенно проявиться в целом ряде процессов взаимодействия частиц с ядрами. В частности, для процессов рассеяния медленных пионов с перезарядкой исходя из известного гамильтониана [6]

$$H_{int} = 4\pi \sum_{\ell} (B_0 + B_1 \vec{r}_{\ell} \vec{r}_{\pi}) \delta(r - r_{\ell}), \quad (5)$$

где r_{ℓ} , $1/2 \vec{r}_{\ell}$ — координата и изоспин ℓ -го нуклона ядра, \vec{r}_{π} — изоспин пиона, получим [7]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{4|B_1|^2}{\rho_0} \frac{v_2 \epsilon_2^2}{v_1} \Phi^{(1)}(q, \omega), \quad (6)$$

где k_1, ϵ_1, v_1 и k_2, v_2, ϵ_2 — импульсы, энергии и скорости падающего и рассеянного пиона, $q = k_1 - k_2$, $\omega = \epsilon_1 - \epsilon_2$, $d\Omega$ — элемент телесного угла вектора k_2 , ρ_0 — равновесная плотность ядра.

Мы видим, что в случае спаривания квазидейтронного типа (рис. 1) сечение рассеяния имеет существенно иной характер, чем в случае спаривания двухжидкостного типа (рис. 2).

Авторы благодарны А.И.Ахиезеру, Е.В.Инопину и М.П.Рекало за полезное обсуждение.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
4 мая 1970 г.

Литература

- [1] А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1959.
- [2] П.Г.Афанасьев, П.Г.Шевченко, Г.А.Савицкий, И.С.Гулькаров, Б.Н.Хвастунов. ЯФ, 8, 1112, 1968.
- [3] В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1953.
- [4] А.Лейн. Теория ядра. М., Атомиздат, 1967.
- [5] A.G.Sitenko, I.V.Simenog. Nucl. Phys., 70, 535, 1965.
- [6] T.E.O.Ericson. Pion Interaction with Nuclei, preprint, TH — 716. 1966.
- [7] А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер. ЯФ, 8, 1029, 1968.