Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 411 – 413 *20 октября 1970 г.*

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ ЧАСТИЦ, НАБЛЮДАЕМЫХ В РЕАКЦИЯХ, ИДУЩИХ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО

Б.А.Румянцев

Энергетическое распределение испускаемых составным ядром нуклонов удовлетворительно описывается максвелловским распределением $\sigma(E_f) \sim \exp(-E_f/T)$, с температурой $T \sim 0,5 \div 2,0$ *Мэв* [1]. Исключение составляет лишь жесткая часть спектра с энергией $E_f \lesssim E_i$ (E_i – энергия налетающей частицы) где зависимость $\sigma(E_f)$ немонотонна [2]. Здесь мы рассмотрим эффект, позволяющий качественно объяснить отличие наблюдаемого спектра от испарительного.

Легко убедиться, что составное ядро является нормальной ферми-системой, поскольку температура фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное $T_c \approx 0,57\,\Delta$ (2Δ – энергетическая щель в четно-четных ядрах – порядка $0,5 \div 1,5$ *Мэв*), как правило, меньше T. Если частица покидает ядро со скоростью $v \gg R\Delta$ (т. е. за времена много меньшие времени релаксации спаривания $\sim 1/\Delta$), то вызываемое ею охлаждение ядра можно рассматривать как внезапное. Образующееся при этом нормальное состояние $|i>$ метастабильно с шириной $\Gamma = \Delta$, и представляет собой суперпозицию основного и возбужденных состояний сверхтекучего ядра $|f>$ [1].

В приближении внезапного возмущения легко вычислить населенности различных состояний сверхтекучего ядра.

$$w_{i \to f} = |<f|i>|^2 . \qquad (1)$$

Разность энергий ядра δE в нормальной и сверхтекучей фазах составляет величину порядка нескольких *Мэв*, Поэтому, интересуясь неупругим спектром в области $E_i - \delta E < E_f < E_i$ можно приближенно считать, что метастабильное состояние $|i>$ описывается волновой функцией основного состояния ферми-газа, т. е.

$$|i> = \prod_{\nu=1}^{N/2} (\mathring{u}_\nu + \mathring{v}_\nu a^+_\nu a^+_{\tilde\nu})|0>, \qquad (2)$$

где $\mathring{u}_\nu = \theta(\epsilon_\nu - \epsilon_F)$; $\mathring{v}_\nu = \theta(\epsilon_F - \epsilon_\nu)$, $a_\nu|0> = 0$,
а ν и $\tilde\nu$ – состояния, сопряженные по времени [2].

Сверхтекучее ядро в основном состоянии $|0)$ мы будем описывать волновой функцией

$$|0) = \prod_\nu (u_\nu + v_\nu a^+_\nu a^+_{\tilde\nu})|0>, \qquad (3)$$

где $2u_\nu v_\nu = \Delta/E_\nu$; $u^2_\nu - v^2_\nu = \epsilon_\nu/E_\nu$; $E_\nu = \sqrt{\epsilon^2_\nu + \Delta^2}$,

а энергия одночастичных уровней ϵ_ν отсчитана от границы Ферми ϵ_F (различием ϵ_F в сверхтекучем и нормальном ядрах мы пренебрегаем). Для возбужденных состояний – двухквазичастичных $|\lambda\lambda')$ и фононных $|\omega)$, соответственно имеем

$$|\lambda\lambda') = a^+_\lambda a^+_{\tilde\lambda'}|0),$$

$$|\omega) = \sum_{\lambda\lambda'} A_{\lambda\lambda'} a^+_\lambda a^+_{\tilde\lambda'}|0). \qquad (4)$$

Здесь $A_{\lambda\lambda'}$ – коэффициенты разложения оператора фонона по двухквазичастичным операторам в приближении Тамма – Данкова ($a_\lambda|0) = 0$).

---

[1] Отметим, что конкурирующий процесс, т. е. вылет нуклона из сверхтекучего ядра, в нашем случае менее вероятен, поскольку нормальное состояние лежит выше по энергии: $\delta E = E_N - E_S = (\rho\Delta)(\Delta/2) > 0$ (ρ – плотность одночастичных уровней у границы Ферми)и $\exp\left(-\dfrac{E_f - E_N}{T}\right) > \exp\left(-\dfrac{E_f - E_S}{T}\right)$.

[2] Для простоты мы рассматриваем здесь только четно-четные ядра с $I^\pi = 0^+$.

Используя (2) + (4) легко найти вероятности перехода на различные состояния сверхтекучего ядра

$$w_{i\to o} = \prod_{\nu}(u_\nu \overset{\circ}{u}_\nu + v_\nu \overset{\circ}{v}_\nu)^2 = (\prod_{\nu>\nu_F} u_\nu^2)(\prod_{\nu<\nu_F} v_\nu^2), \tag{5a}$$

$$w_{i\to\lambda\lambda} = w_{i\to o}\left(\frac{\overset{\circ}{u}_\lambda v_\lambda - \overset{\circ}{v}_\lambda u_\lambda}{\overset{\circ}{u}_\lambda u_\lambda + \overset{\circ}{v}_\lambda v_\lambda}\right)^2, \tag{5b}$$

$$w_{i\to\omega} = w_{i\to o}\left(\sum_\lambda A_{\lambda\lambda}\frac{\overset{\circ}{u}_\lambda v_\lambda - \overset{\circ}{v}_\lambda u_\lambda}{\overset{\circ}{u}_\lambda u_\lambda + v_\lambda v_\lambda}\right)^2 . \tag{5c}$$

Переходя от суммирования по ν в $\ln w_{i\to o}$ к интегрированию по энергии ϵ_ν, легко получить оценку

$$w_{i\to o} \approx \exp[-\rho\Delta(\pi-2)]. \tag{6}$$

Из (5c) видно, что вероятность перехода на фонон содержит фактор $\overset{\circ}{u}_\lambda v_\lambda - \overset{\circ}{v}_\lambda u_\lambda$ – нечетный относительно границы Ферми. Поэтому величина $w_{i\to\omega}$ будет очень мала, если коэффициенты $A_{\lambda\lambda}$ не содержат аналогичного фактора. Из известных вибрационных возбуждений таким свойством обладают лишь коэффициенты $A_{\lambda\lambda}$ фонона парных колебаний [3]. Оценки показывают, что в этом случае величина $w_{i\to\omega}$ порядка перехода в основное состояние (5a).

Таким образом, из результатов настоящей работы следует, что энергетический спектр испускаемых составным ядром частиц должен иметь максимум в области $E_f \sim E_i - (\rho\Delta/2)\Delta$, с шириной $\Gamma \sim \Delta$. "Тонкая структура" этого резонанса описывается формулами (5). Экспериментальные данные [2] качественно согласуются с этими предсказаниями. Однако количественное сравнение с опытом требует тщательного отделения вклада прямых процессов и более детальных предположений о виде волновой функции промежуточного состояния $|i>$.

Автор благодарен С.Т.Беляеву и Б.Г. Зелевинскому за помощь в работе, а также Д.Ф.Зарецкому и М.Г.Урину за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
4 сентября 1970 г.

Литература

[1] I.H.Towle, R.O.Owens. Nucl. Phys., A100, 257, 1967; K.Tsukada, T.I.Lee. Nucl. Phys., 83, 274, 1966.

[2] E.R.Flynn, L.Rosen. Phys. Rev., 153, 1228, 1967.

[3] D.R.Bès, R.A.Broglia. Nucl. Phys., 80, 289, 1966.