О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ НУЛЕВОГО ЗВУКА В ЯДРАХ С ПОМОЩЬЮ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПИОНОВ

А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер

Как известно [1, 2], возможны четыре типа объемных коллективных возбуждений ядерной материи (ЯМ), которые в соответствии с теорией ферми-жидкости Ландау можно рассматривать как различные виды нулевого звука в ЯМ: волны плотности, спиновые волны, изоспиновые волны и связанные спин-изоспиновые волны (они обозначаются далее индексами 0, s, i, si). В настоящей работе выясняется, какую информацию об этих возбуждениях можно получить, изучая взаимодействие медленных пионов с ядрами.

Исключительные свойства медленных пионов (с энергией до нескольких Мегаэлектроновольт) связаны с малостью длин их рассеяния по сравнению с радиусом действия ядерных сил и средним расстоянием между нуклонами ядра (Эриксон [3]), благодаря чему взаимодействие медленного пиона с ядром можно описывать (подобно взаимодействию медленного нейтрона с молекулой или кристаллом) с помощью суммы фермиевских псевдопотенциалов. Если ограничиться рассмотрением взаимодействия в s-состоянии, то эффективные гамильтонианы радиационного захвата π^--мезона и рассеяния пиона ядром будут иметь вид [4, 5]

$$H^{(r)} = 4\pi i \sum_{\ell} A_0 \tau^- (\vec{\epsilon}\vec{\sigma}_{\ell})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\ell}), \qquad (1)$$

$$H^{(s)} = 4\pi \sum_{\ell}(B_0 + B_1 \vec{\tau}_{\pi}\vec{\tau}_{\ell})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\ell}), \qquad (2)$$

где $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}_{\ell}$ – радиусы-векторы и $\vec{\tau}_{\pi}$ $\vec{\tau}_{\ell}$ – изоспины пиона и ℓ-го нуклона, $\vec{\sigma}_{\ell}$ – спин нуклона, $\vec{\epsilon}$ – вектор поляризации фотона, $A_0 = 3{,}4\cdot 10^{-2}\, m_{\pi}^{-2}$; $B_{0,1} \sim 0{,}1\, m_{\pi}^{-2}$ (m_{π} – масса пиона; $\hbar = c = 1$).

Сечения различных процессов взаимодействия пионов с ядрами выражаются через корреляторы ЯМ. Мы определяем последние, исходя из ферми-жидкостной модели ЯМ [6], в которой состояние ЯМ описывается функцией распределения квазичастиц по координатам и импульсам $n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, являющейся одновременно матрицей плотности относительно спиновых и изоспиновых переменных. При этом предполагается, что функция F, входящая в кинетическое уравнение Ландау [7] для n и характеризующая взаимодействие между квазичастицами, имеет вид

$$F = F^{\circ} + 4\vec{\sigma}\vec{\sigma}' F^{(s)} + 4\vec{\tau}\vec{\tau}' F^{(i)} + 16(\vec{\sigma}\vec{\sigma}')(\vec{\tau}\vec{\tau}')F^{(si)}, \quad (3)$$

где $F^{(\alpha)}$ – скалярные функции p, p′. В соответствии с такой структурой функции F, можно определить четыре коррелятора ЯМ

$$\Phi^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega) = \frac{C_\alpha}{2\omega} \mathrm{Sp}\, \Gamma^{(\alpha)} \Gamma'^{(\alpha)} \int d\mathbf{r}\, dt e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\omega t} \langle \rho(\mathbf{r}_1, t_1) \rho(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle, \quad (4)$$

где

$$\Gamma^{(\alpha)} \equiv \{1, \sigma_i, \tau_j, \sigma_i \tau_j\}; \quad \rho(\mathbf{r},\ t) = \int n(\mathbf{p},\ \mathbf{r}t) \frac{d^3p}{(2\pi)^3};$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad t = t_1 - t_2; \quad C_\alpha \equiv \{1, \frac{4}{3}, \frac{4}{3}, \frac{16}{9}\}$$

($\langle \ldots \rangle$ означает квантовомеханическое усреднение).

Если в ЯМ возможно существование α-звука ($\alpha = 0, s, i, si$), то коррелятор $\Phi^{(\alpha)}$ имеет структуру[1]

$$\Phi^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega) = \Phi_c^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega) + \Phi_d^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega),$$

$$\Phi_c^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega) = 2\pi^{-3} p_0 m^* R_c^{(\alpha)} \omega\gamma^{(\alpha)} \{(\omega - s^{(\alpha)} q)^2 + \gamma^{(\alpha)2}\}^{-1}, \quad (\omega > 0) \quad (5)$$

$$\Phi_d^{(\alpha)}(\mathbf{q},\ \omega) = \frac{\omega}{q v_0} \pi^{-2} p_0 m^* R_d^{(\alpha)}\, \theta(q v_0 - \omega),$$

где $s^{(\alpha)}$ – скорость и $\gamma^{(\alpha)}$-затухание α-звука, $R_c^{(\alpha)}$ – постоянная порядка единицы, $R_d^{(\alpha)} \equiv R_d^{(\alpha)}(\omega / q v_0) \sim 1$; $\theta(x) = \frac{1}{2}(1 + \mathrm{sgn} x)$; p_0 и v_0 – граничные импульс и скорость распределения нуклонов и $m^* = p_0 / v_0$. (Если α-звук распространяться не может, то полюсное слагаемое $\Phi_c^{(\alpha)}$ отсутствует).

Формуле (5) соответствует разбиение сечений различных процессов на два слагаемых, $d\sigma = d\sigma_{(c)} + d\sigma_{(d)}$ где гладкое слагаемое $d\sigma_{(d)} \sim \Phi_d$ описывает прямой процесс, т.е. заимодействие пиона с отдельными нуклонами ядра (с учетом корреляции между нуклонами), а $d\sigma_{(c)} \sim \Phi_c$ описывает процесс, сопровождающийся возбуждением коллективного колебания ЯМ. В частности, такую структуру должно иметь сечение радиационного захвата пиона ($\pi \to \gamma$), выражающееся, согласно (1), через коррелятор $\Phi^{(si)}$,

$$d\sigma_{\pi \to \gamma} = (2\nu p_0)^{-1} |A_0|^2\, \Phi^{(si)}(\mathbf{q}, \omega)\, d^3k' \equiv d\sigma_{(c)\pi \to \gamma} + d\sigma_{(d)\pi \to \gamma}, \quad (6)$$

---

[1] Выражения (5) обобщают известные выражения для корреляторов в ферми-жидкости [8] на случай отличных от нуля $F^{(i)}$ и $F^{(si)}$.

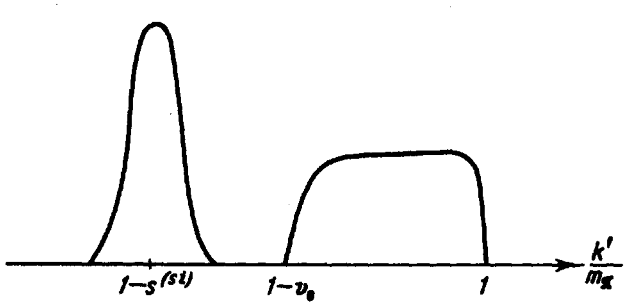
где $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $\omega = \epsilon - k'$; ϵ, $\mathbf{k}$ – энергия и импульс падающего пиона, $\mathbf{k}'$ – импульс излученного фотона, $v = k/m_\pi$ и ρ_0 – плотность ЯМ. Полюсное слагаемое в сечении этого процесса описывает радиационный захват пионов с возбуждением si-звука, причем, как можно показать,

$$\frac{\sigma_{(c)}}{\sigma_{(d)}} \sim \frac{1 - \frac{v_0}{s}}{\left|\ln\left(1 - \frac{v_0}{s}\right)\right|} \quad (s = s^{(si)}). \tag{7}$$

При радиационном захвате пионов с возбуждением si-звука выполняются законы сохранения

$$m_\pi + \frac{k^2}{2m_\pi} = k' + s^{(si)}|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| . \tag{8}$$

Благодаря этому в спектре излученных фотонов должен наблюдаться резкий максимум при $k' \approx m_\pi(1 - s^{(si)})$. (Функция $d\sigma_{\pi\to\gamma}/dk'(m_\pi - k')^{-1}$ схематически представлена на рисунке). Отношение ширины этого мак-



симума к ширине плато, соответствующего прямому процессу $\pi \to \gamma$, составляет $\Gamma_c/\Gamma_d \sim (m_\pi/Mv_0)^2$, где M – масса нуклона. Экспериментальное обнаружение такого максимума могло бы служить проверкой существования в ядрах si-звука.

Используя (2), можно определить сечения рассеяния медленных пионов ядрами ($\pi \to \pi$). Они выражаются через корреляторы $\Phi^{(o)}$ и $\Phi^{(i)}$ и содержат полюсные слагаемые, соответствующие возбуждению 0- и i-звука. Отношение сечений $\sigma_{(c)\pi\to\pi}/\sigma_{(d)\pi\to\pi}$ по-прежнему определяется формулой (7) (с $s = s^{(o)}$ или $s = s^{(i)}$); отношение ширин соответствующих распределений пионов составляет $\Gamma_c/\Gamma_d \sim (m_\pi v/Mv_0)^2$.

Заметим, что с ростом энергии пионов начинает играть роль взаимодействие в p-состоянии. При этом в реакции $\pi \to \gamma$, наряду с si-, будет возбуждаться также i-звук, а в реакции $\pi \to \pi$, наряду с 0- и i-, также s- и si-звуки.

Харьковский
государственный университет
им.А.М.Горького

Поступило в редакцию
7 мая 1968 г.

Литература

[1] A. E. Glassgold, W. Heckrotte, K. H. Watson. Ann. of Phys., 6, 1, 1959.

[2] S. Hatano. Progr. Theor. Phys., 24, 418, 1960.

[3] T. E. O. Ericson. Pion Interaction with Nuclei. Preprint TH. 716, 1966.

[4] M. Ericson, T. E. O. Ericson. Ann. of Phys., 36, 323, 1966.

[5] J. Delorme, T. E. O. Ericson. Phys. Lett., 21, 98, 1966.

[6] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ 43, 1940, 1962.

[7] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ 30, 1058, 1956.

[8] А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ 41, 478, 1961; A.I. Akhiezer, I. A. Akhiezer, I. Ya. Pomeranchuk. Nucl. Phys., 40, 139, 1963.