

О СВЯЗИ МЕЖДУ ВЕРОЯТНОСТЯМИ РАСПАДА ДВУХФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ И КВАДРУПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ ФОНОНОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

М.А.Троицкий, В.А.Ходель

Анализируется связь между квадрупольными моментами однофононных состояний и вероятностями двухфононной аннигиляции.

Экспериментальная информация об ангармонических эффектах в атомных ядрах базируется, в основном, на измерениях квадрупольных моментов однофононных состояний и вероятностей распада двухфононных возбуждений. В классической гидродинамике ангармонические эффекты универсальны: оператор мультипольного момента $\mathcal{M}_{\lambda\lambda} = \int r^\lambda Y_{\lambda\lambda}(\mathbf{n}) \rho(r) d^3r$ непосредственно выражается через операторы d_{LM} деформации поверхности капли $\delta R = R \sum d_{LM} Y_{LM}$. Имеем [1]

$$\rho(r, R) = \rho_0 + \frac{\partial \rho}{\partial R} \delta R + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial R^2} \delta R^2 + \dots \quad (1)$$

Тогда

$$\mathcal{M}_{\lambda\lambda} = \frac{3ZR}{4\pi} \left\{ d_{\lambda\lambda} - \frac{\lambda+2}{2} \sum d_{L_1 M_1} d_{L_2 M_2} \int Y_{L_1 M_1} Y_{L_2 M_2} Y_{\lambda\lambda} d\mathbf{n} \right\} \quad (2)$$

Как видно отсюда квадрупольные моменты Q и вероятности $W_{2f \rightarrow 0}$ двухфононной аннигиляции жестко связаны друг с другом. Однако, эксперимент не подтверждает этого: в то время как величины $W_{2f \rightarrow 0}$ оказываются порядка одночастичных, значения квадрупольных моментов Q значительно превосходят одночастичные оценки. Анализу этого противоречия и посвящена данная статья.

Прежде чем выписывать конкретные формулы, поясним результат последующего рассмотрения. Оказывается, что в квантовой капле жидкости оператор $\mathcal{M}_{\lambda\lambda}$ помимо классической гидродинамической составляющей (2) имеет еще типично квантовые компоненты, пропорциональные не внешнему полю $r^\lambda Y_{\lambda\lambda}$, а эффективному полю $V(\mathbf{r}, \omega)$. Величина $V(\mathbf{r}, \omega)$ существенно зависит от частоты ω внешнего поля. V имеет полюс при $\omega = \omega_L$ – частоте фонона. Поскольку квадрупольный момент – статическая характеристика состояния, а в двухфононной аннигиляции частота $\omega \approx 2\omega_L$, то входят матричные элементы эффективного поля при разных значениях ω , и поэтому соотношения между $W_{2f \rightarrow 0}$ и Q будут гораздо более сложными, чем в гидродинамическом случае.

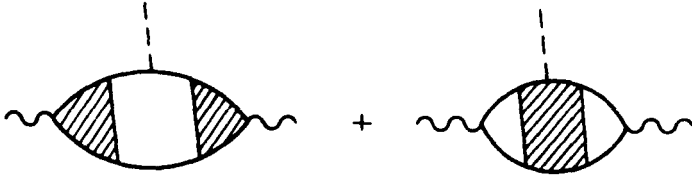
Совокупность графиков матричного элемента двухфононной аннигиляции изображена на рисунке.

Здесь сплошным линиям отвечают функции распространения частиц, заштрихованным треугольникам соответствуют блоки g распада фонона на па-

ру частица – дырка [2], квадрату – полная амплитуда двухчастичного взаимодействия во внешнем поле V^0 . Соответствующее аналитическое выражение для Q может быть получено с помощью метода, предложенного в [3]

$$Q = (g(r_1)T(r_1, r_2, r_3)V^0(r_2, \omega)g(r_3)) + \quad (3)$$

$$+ (V^0(r_2, \omega)G(r_2r_3)G(r_2r_1)M(r_1, r_3)).$$



В (3) внешние скобки означают интегрирование по координатам r . $T(r_1, r_2, r_3)$ представляет собой изменение плотности невзаимодействующих квазичастиц в точке r_2 , когда в точках r_1 и r_3 действуют единичные внешние поля. M – совокупность всех "охватывающих" графиков рассеяния фона на частице (напомним, что при вычислении Q надо положить $\omega = 0$, а при нахождении $W_{2f \rightarrow 0} \omega = 2\omega_L$). Уравнение для амплитуды M получается как и в обычном комптон-эффекте вариацией уравнения для амплитуды g [2]

$$g(\omega_L) = FA(\omega_L)g(\omega_L). \quad (4)$$

Здесь F – локальная амплитуда рассеяния квазичастиц [2]. $\dot{A}(\omega, r_1, r_2)$ – стандартный пропагатор теории конечных ферми-систем, дающий изменение плотности невзаимодействующих квазичастиц в точке r_1 , когда на систему наложено единичное поле в точке r_2 . Тогда

$$M = \delta F A g + F \delta A g + F A M. \quad (5)$$

Здесь δA – изменение пропагатора, а δF – изменение локальной амплитуды взаимодействия в результате возбуждения фона. Обычно считают, что $\delta F = 0$, так как полагают, что поле, создаваемое низлежащим возбуждением – длинноволновое. На самом деле это не так: фоновый блок g имеет резкий пик на поверхности (фононы в значительной степени являются поверхностными возбуждениями [4]) и поле фона таким образом сосредоточено главным образом на поверхности системы. Это поле в каждом небольшом участке пространства почти такое же, как поле, возникающее при сдвиге центра тяжести системы (в нулевом приближении $g(r) \sim \partial U / \partial r$). Но при сдвиге все координаты, от которых зависит F получают одно и то же приращение и в резуль-

тате оказывается $\delta F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \beta_L \left(\frac{\partial F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{r}'} \right) Y_{LM}$ (L – момент фонона).

Изменение δF действительно равно нулю во всем объеме. Оно существует лишь на краю капли. Однако пренебречь этим слагаемым нельзя. Именно оно отвечает за появление классического гидродинамического ангармонизма (2). Чтобы вычислить (5) нужно знать еще изменение A в поле фонона. Графически получается $\delta A = (Tg)$. Подставляя теперь символическое решение (5)

$$M = (1 - FA)^{-1} (\delta FAg + FgTg) \quad (6)$$

в формулу (3) для Q мы после простых преобразований получим

$$Q = \left(d_{LM} V^{\circ} Y_{LM} \frac{\partial}{\partial r} Ag \right) + (Vg_{LM} Tg_{LM}) + \quad (7)$$

$$+ d_{LM} \left(Y_{LM} VA \frac{\partial g}{\partial r} \right) - d_{LM} \left(Y_{LM} V \frac{\partial}{\partial r} Ag_{LM} \right).$$

Отметим одну важную особенность (7): при чистом сдвиге $L = 1$ $g_{1M} = d_{1M} \frac{\partial \Sigma}{\partial r}$ [4] все члены с эффективным полем строго сокращаются и остается лишь гидродинамическая компонента.

Значительное сокращение должно быть и при $L \neq 1$. Но, несмотря на это, квантовая компонента с $V(\mathbf{r})$ играет определяющую роль в (7).

Дело в том, что на поверхности системы $V(\mathbf{r})$ резко увеличивается по сравнению с $V^{\circ}(\mathbf{r})$. Причина этого усиления в том, что во внешнем поле край капли деформируется (это видно уже из формулы (1)), что ведет к резкому усилению V . Можно написать грубую оценку

$$V_{\lambda}(r = R) \sim \frac{1}{C_{\lambda} - \omega^2 B_{\lambda}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} V^{\circ} \right),$$

где C_{λ} – квантовая жесткость, B_{λ} – массовый коэффициент. Как показано в [4] жесткость C_{λ} значительно меньше одночастичной и эта малость и служит мерой малости V°/V . Оценка поверхностной части всего интеграла (7) по-видимому порядка оптимального члена суммы, т.е. $\sim \partial^2 \rho / \partial r^2$. Отсюда следует, что квантовая компонента Q больше классической в отношении V/V° . Интересно что $V(\omega = 2\omega_L)/V(\omega = 0) \approx -1/3$.

Если принять, что квантовая компонента Q доминирует, то во-первых, отсюда следует важное правило знака: именно знаки матричного элемента $VE2_2^+ \rightarrow 0$ и $Q(2^+)$ противоположны! И во-вторых, что снова возникает жесткая связь между $VE2_2^+ \rightarrow 0$ и $Q(2^+)$, но коэффициент составляет $\sim 1/3$ от гидродинамического. Такое уменьшение вероятности двухфононной аннигиляции по сравнению с квадрупольными моментами фононов соответствует опыту. Разумеется для получения точных

соотношений между $BE_2^+ \rightarrow 0$ и $Q(2^+)$ необходимы численные расчеты для каждого конкретного случая, пользуясь формулой (7).

В заключение благодарим за обсуждение работы А.Б.Мигдала, В.А.Малова и А.М.Дюгаева.

Научно-исследовательский
физико-химический институт

Поступила в редакцию
26 августа 1974 г.

Литература

- [1] А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат 1967 г.
 - [2] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. 1965 г.
 - [3] М.А.Троицкий, А.Я.Симонов. ЯФ, 17, 1168, 1973.
 - [4] В.А.Ходель. ЯФ, 19, 792, 1974.
-