

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИЧИНА ОБРАТНОГО ИЗГИБА ЗАВИСИМОСТИ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ ОТ ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ

Ю. Т. Гринь

Показано, что причиной обратного изгиба зависимости момента инерции от частоты вращения является перестройка волновой функции основного состояния, связанная с появлением двухквазичастичных возбуждений. Найдены выражения для частот вращения, при которых происходит изгиб в основной и β -вибрационных полосах.

В настоящее время большое внимание привлекает обратный изгиб в зависимости момента инерции (back bending; в дальнейшем b, b_1) от частоты вращения, впервые обнаруженный экспериментально Джонсоном и др. [1]. Нет однозначного объяснения причины, вызывающей это явление. Наиболее распространены две точки зрения: 1) резкое исчезновение парной корреляции при некоторой частоте [1]; 2) выстраивание моментов пары свободных нуклонов под влиянием вращения [2]. Первая причина связана с возможностью фазового перехода первого рода во вращающемся ядре при моменте $I_{кр}$, когда ядро переходит полностью из сверхпроводящего в нормальное состояние. В этом случае величина парной корреляции Δ скачком обращается в ноль [3, 4], а момент инерции резко увеличивается до твердотельного состояния. Переход происходит в результате того, что при $I > I_{кр}$ нормальное состояние является энергетически более выгодным. При таком рассмотрении все нуклонные пары в ядре являются одинаковыми и никак не выделены по отношению друг к другу.

Однако такая ситуация не соответствует реальной структуре ядра, в котором нуклоны занимают состояния с разными моментами и, следовательно, ведут себя различным образом по отношению к вращению ядра, так как Кориолисово взаимодействие нуклонов зависит от их момента. Поэтому фазовый переход первого рода под влиянием вращения ядра не имеет места. В действительности частицы ядра взаимодействуют с вращением по разному в зависимости от одночастичного мо-

мента j . Кориолисово взаимодействие велико для нуклонов с большими моментами, так как оно $\sim (Ij)$ и вызывает исчезновение щели Δ сначала именно у этих частиц. Происходит перестройка заполнения частиц по состояниям и на уровнях вблизи поверхности Ферми возникают свободные (не связанные парной корреляцией) частицы, чей дополнительный вклад в момент инерции может вызвать резкое увеличение последнего. Можно дать простое физическое объяснение этого явления, исходящее из энергетических соображений. Энергия, которая тратится на разрыв пары частиц равна $E_1 + E_2$ (где $E_\lambda = \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_\lambda - \epsilon_0)^2}$, ϵ_λ — энергия одночастичного уровня, ϵ_0 — энергия поверхности Ферми). С другой стороны, за счет взаимодействия момента нуклона с полным моментом вращения всего ядра можно получить выигрыш в энергии равный $2\omega\sqrt{\langle M_x^2 \rangle}$, где ω — угловая скорость вращения ядра, а $\langle M_x^2 \rangle$ — среднее значение квадрата проекции момента на ось вращения. Таким образом, при некоторой частоте вращения $\omega_1 = \frac{E_1 + E_2}{2\sqrt{\langle M_x^2 \rangle}}$ в ядре возникают возбуждения,

на образование которых не требуется затраты энергии. При дальнейшем увеличении частоты вращения ω энергетически более выгодным становится заполнение частиц с этим двухквазичастичным возбуждением. Это явление соответствует эффекту разрыва пар под влиянием вращения, на который было впервые указано автором и Ларкиным в работе [5]. Остальные частицы продолжают оставаться в сверхпроводящем связанном состоянии и полное исчезновение Δ происходит не скачком, а растягивается на некоторую область моментов, приводя к фазовому переходу второго рода [5]. Это обстоятельство уточняет и подтверждает вторую точку зрения на происхождение ν . ν ., объясняя появление свободных частиц на поверхности Ферми. Отметим, что полное исчезновение Δ происходит при моментах $I \approx (20-24)\hbar$ [5], что существенно повышает моменты ν . ν . Заметим, что появление таких возбуждений проявляется на эксперименте как пересечение ротационных уровней основного (или выброчного) и двухквазичастичных бандов. Дадим оценку угловых скоростей ω_1 , при которых возникают первые безщелевые возбуждения, и их зависимость от параметров уровней ядра. Для качественного анализа мы ограничимся рассмотрением уравнений Горькова во-первых, для случая, когда недиагональная часть $\tilde{\Delta} = 0$ и, во-вторых, в приближении трех эквидистантных уровней, т. е. точно учтем недиагональные части G и F между уровнями (1, 2) и (2, 3). Эти приближения не меняют качественную суть явления и позволяют получить аналитическое выражение для оценки места появления безщелевого двухквазичастичного возбуждения и выяснения его зависимости от свойств уровней на поверхности Ферми. В этом случае ($\epsilon_1 - \epsilon_2 = \epsilon_2 - \epsilon_3 = d$, $\lambda = 2$)

$$\omega_1(l_\lambda m_\lambda) = \sqrt{\frac{\Delta^2 + d^2}{(M_x^2)_\lambda}} = \sqrt{\frac{2(d^2 + \Delta^2)}{l_\lambda(l_\lambda + 1) - m_\lambda^2}}. \quad (1)$$

Для сферического ядра, когда $d \neq 0$, $(M_x^2)_\lambda \approx l_\lambda^2$ этот результат был впервые получен в работе [5].

Из формулы (1) следует, что безщелевое двухквaziчастичное возбуждение будет возникать раньше всего в ядрах, где на поверхности Ферми лежит уровень с большим l_λ и малым m_λ , для которых величина d тоже мала, т. е. в области начала заполнения оболочек $i_{13/2}$ и $i_{11/2}$ в редких землях.

Для характерных значений $\beta \approx 0,3$, $\Delta \sim d \sim 0,9$ Мэв, $l = 6\hbar$ обе формулы дают близкие значения $\omega_{1\text{ теор}} \approx 0,28$ Мэв. Эта величина очень близка к экспериментально наблюдаемой угловой скорости начала в. в. $\omega_{1\text{ экс}} = 0,29$ Мэв. В ядрах с числом нуклонов $N = 90, 92, 94, 96$ на поверхности Ферми (или близко к ней) находятся уровни из оболочки $i_{13/2}$ с проекциями $1/2^+$, $3/2^+$, и $5/2^+$. Этот факт в совокупности с малым $d = \epsilon_{3/2} - \epsilon_{1/2}$ определяет в. в. при наблюдаемых частотах. При большом числе нуклонов увеличивается как число m_λ , так и d , что приводит к увеличению ω_1 в 1,5 – 2 раза. Такие частоты еще не наблюдались в эксперименте.

В области тяжелых элементов вблизи поверхности Ферми лежат уровни оболочки $j_{15/2}$, но с относительно большими проекциями, так что расстояние d велико. Оценка по формуле (1) дает для этой области

$\omega_1 \frac{15}{2}, m_\lambda = \frac{7}{2} \approx 0,24$ Мэв. Такие же частоты предположительно должны наблюдаться при $l \sim 16\hbar$. Формулу (1) и лежащие в ее основе физические соображения легко распространить и на в. в. вибрационных, в частности β -вибрационных состояний. В этом случае минимальная энергия возбуждения равна $E_1 + E_2 - \omega_\beta$ и формула (1) принимает вид

$$\omega_{1\beta} \approx \frac{E_1 + E_2 - \omega_\beta}{2\sqrt{\langle M_x^2 \rangle_\lambda}} = \frac{\sqrt{d^2 + \Delta^2 - \frac{\omega_\beta^2}{2}} \sqrt{2}}{\sqrt{l_\lambda(l_\lambda + 1) - m_\lambda^2}}. \quad (2)$$

Применяя оценку (2) к ядрам Gd^{184} и Dy^{156} , где $\omega_\beta = 0,680$ Мэв и $0,674$ Мэв соответственно получим, что $\omega_{1\beta\text{ теор}} = 0,22$ Мэв в согласии с экспериментальным значением $\omega_{1\beta\text{ экс}} = 0,22$ Мэв [6].

Таким образом, явление в. в. в основном состоянии связано с перестройкой вакуума квазичастиц и появлением в волновой функции основного состояния (нижнего по энергии) большой примеси некоторых двухквaziчастичных состояний. В случае же β -вибрационного состояния в. в. связан с переходом от вибрационного состояния к двухквaziчастичному. Это обстоятельство должно проявляться на эксперименте в виде резкого изменения константы взаимодействия уровней основной полосы с уровнями β -вибрационной полосы до и после точки $\omega_{1\beta}$.

Литература

- [1] A.Johnson, H.Ryde, S.Hjorth. Nucl. Phys., A179, 753, 1972.
 - [2] F.Stephens, R.Simon. Nucl. Phys., A183, 257, 1972.
 - [3] B.Mottelson, J.Valatin. Phys. Rev. Lett., 5, 511, 1960.
 - [4] Ю.Т.Гринь. ЖЭТФ, 8, 445, 1961.
 - [5] Ю.Т.Гринь, А.Ларкин. ЯФ, 2, 40, 1965.
 - [7] H.R. Andrews, D.Ward, R.Graham, J.Geiger. Nucl. Phys., A219, 141, 1974.
-