

С 341.16

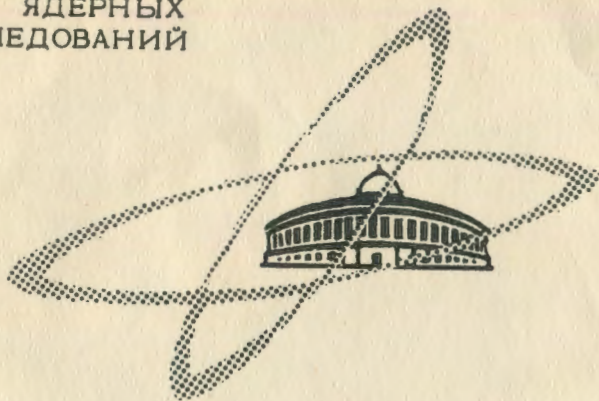
0-587

24/9-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2512



В.А. Онищук

ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АТОМАХ
НА ЯДЕРНЫЕ γ -ПЕРЕХОДЫ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P - 2512

3968/1, 48

В.А. Онисчук

ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АТОМАХ
НА ЯДЕРНЫЕ γ -ПЕРЕХОДЫ



В работе /1/ было показано, что смешивание ядерных уровней одинаковой четности внешним магнитным полем может привести к заметным интерференционным членам в выражениях для углового распределения и циркулярной поляризации излучения. Простейшие из этих членов имеют соответственно вид

$$c_1 N_a P_\beta (n_a n_\beta - 1/3 \delta_{a\beta}) \quad (1)$$

и

$$c_2 N_a n_a,$$

где \vec{P} - вектор поляризации начального состояния ядра, а \vec{n} - единичный вектор в направлении излучения γ - кванта. Заметим, что для ядра со спином 1/2 формулы (1) описывают все вытекающие из общих соображений интерференционные члены.

Сверхтонкое взаимодействие, имеющее место в атомах, по существу сводится к магнитному взаимодействию и поэтому также смешивает ядерные уровни одинаковой четности. Можно, следовательно, ожидать, что если атомы находятся в состоянии с фиксированной проекцией полного момента, то в γ -излучении ядер будут иметь место соответствующие интерференционные эффекты. Ясно, что если проекция полного момента не фиксируется, то указанные интерференционные эффекты должны отсутствовать, поскольку состояние излучающей системы будет пространственно изотропным.

Рассмотрим этот вопрос на примере атома, ядро которого находится в возбужденном состоянии со спином 1/2, а вблизи имеется возбужденный уровень со спином 3/2 и той же четности. Полный момент электронной оболочки будем считать равным половине, а орбитальный - нулю.

Атом в целом может находиться либо в триплетном, либо в синглетном состоянии. При пренебрежении сверхтонким взаимодействием волновые функции этих состояний имеют вид

$$\begin{aligned} |11\rangle &= |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}}, \\ |10\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}} + |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}}), \\ |1-1\rangle &= |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}}, \\ |00\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}} - |\frac{1}{2} -\frac{1}{2}\rangle_{\text{яд}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{\text{эл}}). \end{aligned} \quad (2)$$

Если теперь ввести в рассмотрение сверхтонкое взаимодействие, оператор которого имеет вид $\frac{1}{2}$

$$W = \frac{16\pi}{3} \mu_0 |\psi_n(0)|^2 \hat{\mu}_{яд} \hat{V}_{эл}$$
, где μ_0 - магнетон Бора, а $\psi_n(0)$ - значение электронной волновой функции в центре ядра, то состояние атома будет описываться другими волновыми функциями, учитывающими смешивания ядерных уровней

$$|11\rangle' = (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{яд} - a|3/2 \frac{1}{2}\rangle_{яд}) |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл} + a\sqrt{3}|3/2 \frac{3}{2}\rangle_{яд} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл}$$

$$|10\rangle' = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{яд} + 2a|3/2 \frac{1}{2}\rangle_{яд}) |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл} + \frac{1}{\sqrt{2}} (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{яд} - 2a|3/2 \frac{1}{2}\rangle_{яд}) |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл}$$

$$|1-1\rangle' = (|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{яд} + a|3/2 \frac{1}{2}\rangle_{яд}) |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл} - a\sqrt{3}|3/2 \frac{3}{2}\rangle_{яд} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{эл}$$

$$|00\rangle' = |00\rangle$$

где $a = \frac{8\pi}{3\Delta} \sqrt{\frac{2}{3}} |\psi_n(0)|^2 \mu_0 \langle 3/2 || \hat{\mu}_{яд} || 1/2 \rangle$. В этих формулах Δ - расстояние между смешиваемыми ядерными уровнями 1/2 и 3/2, а $\langle 1/2 || \hat{\mu}_{яд} || 3/2 \rangle$ - приведенный матричный элемент оператора ядерного магнитного момента. Заметим, что сверхтонкое взаимодействие допускает одновременное переворачивание спинов ядра и электронной оболочки при сохранении проекции полного момента атома. Именно этим объясняется тот факт, что, например, в состоянии $|10\rangle'$ примесь уровня $|3/2 \frac{1}{2}\rangle_{яд}$ к уровню $|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle_{яд}$ вдвое больше, чем в состоянии $|11\rangle'$. Займемся теперь рассмотрением γ -переходов на основной ядерный уровень, имеющий спин 1, считая что до излучения γ -кванта атом находился в каком-либо фиксированном состоянии, а состояние атома после излучения не конкретизируется. Тогда в силу того, что оператор $V = -\frac{1}{c} \int \vec{A} \cdot d\vec{r}$, описывающий ядерный γ -переход, не затрагивает электронных состояний, вероятности переходов будут иметь вид

$$W = \sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} - a(3/2 \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2 \quad (4)$$

для перехода из состояния $|11\rangle'$;

$$W = \frac{1}{2} \sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} + 2a(3/2 \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2 + \frac{1}{2} \sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} - 2a(3/2 \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2 \quad (5)$$

для перехода из состояния $|10\rangle'$;

$$W = \sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} + a(3/2 \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2 \quad (6)$$

для перехода из состояния $|1-1\rangle'$;

$$W = \frac{1}{2} (\sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2 + \sum_{|m| \leq 1} | \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle |^2) \quad (7)$$

для перехода из состояния $|00\rangle'$. В соотношениях (4)-(7) использовано обозначение $\langle (\frac{1}{2} m)_{яд} + a(3/2 m)_{яд} | \langle \frac{1}{2} m | + a^* \langle 3/2 m |$. Таким образом, вклад в интерферен-

ционные эффекты определяется амплитудами

$$\langle (\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle + a \langle (3/2 \pm \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle \quad (8)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \langle (\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle + 2a \langle (3/2 \pm \frac{1}{2})_{яд} | \hat{V} | 1m \rangle$$

в которых необходимо выбирать одновременно либо верхние, либо нижние знаки.

Из выражения (8) видно, что при рассмотрении вопроса о влиянии на γ -переходы сверхтонкого взаимодействия, последнее можно заменить взаимодействием магнитного момента ядра с некоторым постоянным магнитным полем $H_{эфф}$, направленным по оси квантования. В триплетных состояниях с проекцией полного момента ± 1 эффективные поля равны соответственно $\pm \frac{8\pi}{3} |\psi_n(0)|^2 \mu_0$ и совпадают с усредненными по этим состояниям полями электронной оболочки.

В триплетном состоянии с проекцией полного момента, равной нулю, необходимо ввести уже два значения эффективного поля: $H_{эфф} = \frac{16\pi}{3} |\psi_n(0)|^2 \mu_0$ для части волновой функции состояния $|10\rangle'$ которая характеризуется проекцией ядерного спина $+1/2$ и $H_{эфф} = -\frac{16\pi}{3} |\psi_n(0)|^2 \mu_0$ для части, характеризуемой проекцией ядерного спина $-1/2$.

Воспользовавшись теперь формулами (1) и выражениями для c_1 и c_2 , которые приведены в работе /1/, мы легко можем получить все количественные результаты. Так, при излучении из состояния $|11\rangle'$ в выражении для углового распределения излучения имеется интерференционный член, приводящий к анизотропии распределения

$$-b_1 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \mu_0 |\psi_n(0)|^2 P_2(\cos \theta)$$

а в выражении для циркулярной поляризации - член

$$-b_2 \frac{8\pi}{3} \mu_0 |\psi_n(0)|^2 \cos \theta$$

где θ обозначает угол между вектором \vec{n} и осью квантования. При излучении из состояния $|1-1\rangle'$ анизотропия будет точно такой же, а вклад в циркулярную поляризацию, возникающий из-за влияния сверхтонкого взаимодействия, равен

$$b_2 \frac{8\pi}{3} \mu_0 |\psi_n(0)|^2 \cos \theta$$

При излучении из состояния $|10\rangle'$ относительный вклад интерференции в выражение для углового распределения излучения равен

$$b_1 \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \mu_0 |\psi_n(0)|^2 P_2(\cos \theta)$$

а в выражение для циркулярной поляризации излучения - нулю. Константы b_1 и b_2 зависят от мультипольности перехода. Например, для мультипольностей переходов $\frac{1}{2} \rightarrow 1$ и $3/2 \rightarrow 1$, равных соответственно $1 - \frac{1}{2}$ и $1 - 3/2$ (при $1 > 3/2$),

$$|b_1| = \frac{\sqrt{3}}{\Delta} \frac{6I - 7}{(2I - 2)(2I - 1)} \sqrt{\frac{2I - 3}{2I}} \sqrt{\frac{\Gamma_{3/2}}{\Gamma_{1/2}}} 2 | \langle 3/2 || \hat{\mu}_{яд} || 1/2 \rangle |$$

$$|b_2| = \frac{1}{\Delta} \sqrt{\frac{(1-3/2)(1+1/2)}{(1-1/2)I}} \sqrt{\frac{\Gamma_{3/2}}{\Gamma_{1/2}}} 2|\langle 3/2 | \hat{\mu} | 1/2 \rangle|,$$

где $\Gamma_{3/2}$ и $\Gamma_{1/2}$ - ширины уровней 3/2 и 1/2 по отношению к γ -переходу на уровень 1.

Интерференционные эффекты при переходе из состояния $|00\rangle'$ отсутствуют вообще.

Заканчивая рассмотрение примера, отметим, что поскольку эффективные поля имеют порядок $10^5 - 10^6$ эрст, интерференционные члены могут быть существенны.

В заключение хочу выразить свою искреннюю признательность М.И. Подгорепкому и В.Л. Любошицу за плодотворное обсуждение рассмотренной задачи.

Л и т е р а т у р а

1. В.Л. Любошиц, В.А. Овишук, М.И. Подгорепкий. Препринт ОИЯИ, Р-2248, Дубна, 1985.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, Москва, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1985 г.