Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 1, стр. 52 – 55 5 января 1976 г.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕЗОАТОМАХ

Д.Ф.Зарецкий, В.А.Люлька

Рассматривается эффект резонансного возбуждения ядерных уровней в мезоатомах.

1. В том случае, когда энергия ядерного перехода в мезоатоме близка к разности энергий двух мезоатомных состояний, может возникнуть эффект резонансного возбуждения ядерных уровней. Эффекты такого рода следует ожидать как в μ-мезоатомах, где резонанс осуществляется за счет электромагнитного взаимодействия, так и в π- и K-атомах, где необходимо также учитывать сильное взаимодействие [1].

Реально резонанс можно наблюдать только в том случае, если матричный элемент мультипольного взаимодействия $V^{(\lambda)}$, за счет которого осуществляется резонанс, порядка или больше энергетической разности между мезонным и ядерным переходами.

В случае резонанса вероятность возбуждения ядерного уровня зависит также от ширин мезоатомных уровней Γ_1 и Γ_2. Если эти ширины достаточно велики (Γ_1, $\Gamma_2 \gtrsim V_{ij}^{\lambda}$), то для расчета вероятности возбуждения мезоатомных и ядерных уровней необходимо найти решение нестационарного уравнения Шредингера. Это решение удобно искать в форме [2].

2. Будем рассматривать два мезоатомных уровня, энергии которых E_1 и E_2. Мезон с этих уровней может испытывать дипольный переход на уровни соответственно $E_{1'}^{o}$ и $E_{2'}^{o}$.

Считая, что в начальный момент времени уровень E_1 заселен с вероятностью единица, систему уравнений Гайтлера запишем в виде

$$G_1 = 1 + V^{(\lambda)}_{1;2,N}\frac{1}{E - E_2 - E_N + i\epsilon}G_2 + \sum_{\nu} H^{\gamma}_{1;1'}(\nu)\frac{1}{E - E_{1'} - E_{\nu} + i\epsilon}G_{1'}(\nu),$$

$$G_2 = V^{(\lambda)}_{2,N;1}\frac{1}{E - E_1 + i\epsilon}G_1 + \sum_{\nu} H^{\gamma}_{2N;2'}(\nu)\frac{1}{E - E_{2'} - E_{\nu} - E_N + i\epsilon}G_{2'}(\nu), \quad (1)$$

$$G_{1'}(\nu) = H^{\gamma}_{1',1}(\nu)\frac{1}{E - E_1 + i\epsilon}G_1,$$

$$G_{2'}(\nu) = H^{\gamma}_{2';N;2,N}\frac{1}{E - E_2 - E_N + i\epsilon}G_2.$$

$$\epsilon \to +0.$$

Здесь G_i – амплитуда вероятностей для соответствующих состояний, индекс ν относится к γ-кванту. $H^{\gamma}_{i,j}$ – $E1$ – матричный элемент излучения γ-кванта, $V^{(\lambda)}_{i,j}$ – матричный элемент оператора взаимодействия мезона и ядра, E_N – энергия возбужденного ядерного уровня, для которого выполняется условие резонанса $E_N \approx E_1 - E_2$. Решение системы (1) проводится аналогично тому, как это делалось в [3].

$$G_2 = V^{(\lambda)}_{2,N;1}(E - E_2 - E_N)\left[\left(E - E_2 - E_N + i\frac{\Gamma_2}{2}\right)\left(E - E_1 + i\frac{\Gamma_1}{2}\right) - \left|V^{(\lambda)}_{1;2,N}\right|^2\right]^{-1}. \quad (2)$$

Вероятность перехода $2 \to 2'$, которая определяется амплитудой $G_{2'}(\nu)$ при $E = E_{\nu} + E_{2'} + E_N$, равна [2]:

$$W_{\gamma}(2 \to 2') = \sum_{\nu}\left|b_{2\to 2'}(\nu)\right|^2, \quad (3)$$

где

$$b_{2\to 2'}(\nu) = V^{(\lambda)}_{2,N;\,1} H^{\gamma}_{2',N;\,2,N}\left[\left(E_{2'} + E_{\nu} - E_2 + i\frac{\Gamma_2}{2}\right)\left(E_{2'} + E_{\nu} + E_N - E_1 + i\frac{\Gamma_1}{2}\right) - \left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2\right]^{-1}. \quad (4)$$

Заменяя суммирование в (3) интегрированием, разлагая знаменатель подинтегральной функции по полюсам и используя теорему о вычетах, получим:

$$W_{\gamma}(2\to 2') = \frac{1}{4}\left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2 \Gamma_2(\Gamma_1+\Gamma_2)\left\{\left[4a^2\eta + \frac{1}{4}(\Gamma_1+\Gamma_2)^2\right]\times \left[\frac{1}{16}(\Gamma_1+\Gamma_2)^2 - a^2(1-\eta)\right]\right\}^{-1}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения

$$\eta = \frac{1}{2}(1+\delta), \qquad \delta = (1+x^2)^{-1/2},$$

$$x = \frac{1}{4}\Delta(\Gamma_1-\Gamma_2)\left[\frac{1}{4}\Delta^2 + \left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2 - \frac{1}{16}(\Gamma_1-\Gamma_2)^2\right]^{-1},$$

$$a = \left\{\left[\frac{1}{4}\Delta^2 + \left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2 - \frac{1}{16}(\Gamma_1-\Gamma_2)^2\right]^2 + \frac{1}{16}\Delta^2(\Gamma_1-\Gamma_2)^2\right\}^{1/4}, \quad (6)$$

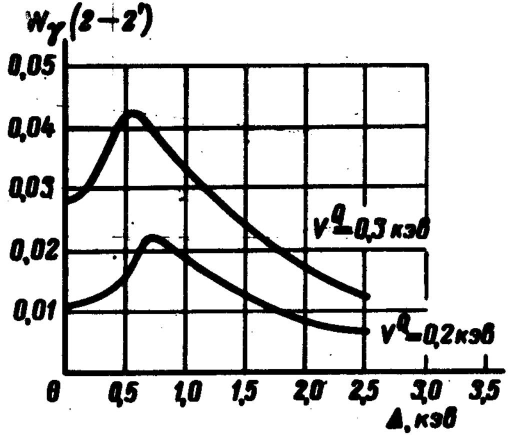
$$\Delta = E_2 + E_N - E_1.$$

В случае выполнения соотношений $\Gamma_1,\ \Gamma_2 \ll \left|V^{(\lambda)}_{ij}\right|$, формула (5) существенно упрощается:

$$W_{\gamma}(2\to 2') = \left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2 \Gamma_2(\Gamma_1+\Gamma_2)\left[\Gamma_1\Gamma_2\Delta^2 + (\Gamma_1+\Gamma_2)^2\left|V^{(\lambda)}_{2,N;\,1}\right|^2\right]^{-1}. \quad (7)$$

Выражение (7) можно также получить, пользуясь решением стационарного уравнения Шредингера.

3. В качестве примера рассмотрим μ-мезоатом U^{238}. В этом случае разность энергий уровней $4f_{7/2}$ и $4p_{3/2}$ оказывается близкой к 44,5 *кэв*, что почти точно совпадает с энергией возбуждения E_N вращательного уровня 2^+. Таким образом в данном случае имеется система двух переходов, находящихся в резонансе и, при наличии даже слабого взаимодействия, в волновой функции системы появится некоторая примесь состояния $4p_{3/2}$. Это приведет к появлению дополнительных переходов ($4p_{3/2} \to 3s_{1/2}$), которые можно наблюдать экспериментально. Расчеты дали для величины квадрупольного взаимодействия $V^{(Q)} = 0{,}25$ *кэв*, для ширин $\Gamma_1 = 1{,}8$ *кэв*, $\Gamma_2 = 0{,}2$ *кэв*. Зависимость $W_{\gamma}(2\to 2')$ от величины Δ приведена на рисунке, из которого видно, что вероятность перехода $4p_{3/2} \to 3s_{1/2}$ может достигать значений $\sim 3\%$.



Предложенный метод расчета может быть применен и к рассмотрению π- и K-атомов [4], где ширина соответствующих уровней как правило значительно больше, чем для μ-мезоатомов. Отметим, что рассмотрение, аналогичное предыдущему, для случая непрерывного спектра было проведено в [5].

Поступила в редакцию
30 октября 1975 г.

Литература

[1] T.E.O. Ericson, F.Scheck. Nucl. Phys., B19, 450, 1970.

[2] В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. М., ИИЛ, 1956.

[3] Д.Ф.Зарецкий, В.А. Люлька. ЯФ, 20, 726, 1974.

[4] J.N.Bradbury, M.Leon, H.Daniel, J.J.Reidy. Phys. Rev. Lett., 34, 303, 1972.

[5] И.С.Шапиро. Проблемы соврем. ядерной физики, М., изд. Наука, стр. 273, 1971 г.; А.С.Кудрявцев. ЯФ, 10, 309, 1964.