

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ КАОННОГО АТОМА ГЕЛИЯ

Г.Я.Коренман, С.Н.Юдин

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 1993 г.

После переработки 9 июня 1993 г.

Показано, что первичные заселенности недавно открытых метастабильных состояний адронных атомов гелия можно объяснить развитой ранее теорией образования мезоатомов. Расчеты первичных заселенностей наиболее долгоживущих состояний каонного гелия хорошо согласуются с экспериментальными данными. Времена жизни превышают измеренные в жидким гелием в 1,5–2 раза, что может быть связано с "тушением" этих состояний в столкновениях с атомами среды.

1. В экспериментах [1–4] доказано, что отрицательные адроны, останавливающиеся в гелии, с вероятностью 2–4% попадают в метастабильные состояния. Найдена одна группа таких состояний π^- , 2 группы K^- и 4 группы состояний \bar{p} . Определены заселенности и времена жизни этих групп. Возможность существования метастабильных состояний нейтральных адронных атомов гелия обсуждалась уже давно [5]. Согласно расчетам [6], состояния с главным квантовым числом $n > (\mu/m)^{1/2}$, где μ и m – приведенные массы адрона и электрона, и орбитальным моментом $l = n - 1$ (круговые орбиты) оказываются долгоживущими. Оже-переходы из этих состояний сильно подавлены из-за высокой мультипольности, а радиационные $E1$ -переходы слабы из-за малой энергии фотонов. Но эти расчеты не дают вероятностей заселения уровней, то есть величин, имеющих ключевое значение при экспериментальном изучении метастабильных состояний и временных распределений продуктов запаздывающего ядерного поглощения и распада адронов.

В настоящей работе показано, что первичные заселенности метастабильных состояний можно получить на основе развитой недавно количественной теории образования адронных атомов гелия [7,8]. Рассчитаны первичные заселенности наиболее долгоживущих состояний каонного гелия, а также времена жизни этих состояний.

Из расчетов неупругих мезон-атомных сечений и анализа кинетики образования мезоатомов следует [8], что первичные заселенности состояний мезогелия можно описать выражением

$$\rho_{nl} = \frac{1}{I} \theta(E_{nl} - E_0) \theta(E_0 + I - E_{nl}) |dE_{nl}/dn| \theta(l_n - l) (2l + 1)/(l_n + 1)^2, \quad (1)$$

где E_{nl} – энергия состояния nl мезоатома, E_0 и I – энергия и потенциал ионизации атома He, $l_n = \min\{L_n, (n - 1)\}$, а L_n – наибольшее l , удовлетворяющее условию $(l + 1/2)^2 \leq 2\mu R_0^2(E_{nl} - E_0 - V_0)$. Параметры R_0 и $V_0 = -W_0$ вычисляются теоретически и имеют смысл соответственно радиуса неупругого взаимодействия мезона с атомом и потенциальной энергии в точке R_0 . Распределение по n начинается при $E_{nl} = E_0$ и убывает с ростом n как $|dE_{nl}/dn|$, а распределение по l аналогично статистическому, но "обрезано" при $l_n \leq n - 1$.

Чтобы из (1) получить первичные заселенности метастабильных состояний, необходимо предварительно рассчитать уровни энергии и волновые функции состояний с большими угловыми моментами, получить скорости радиационных и оже-переходов, выявить, какие из состояний метастабильны. Расчетов Дж.Рассела [6] для этого недостаточно, так как он рассмотрел лишь несколько состояний, причем только с $l = n - 1$.

2. Для расчета уровней энергии нейтрального мезоатома используем вариационную волновую функцию в виде произведения электронной $1s$ -функции с вариационным эффективным зарядом и мезонной функции

$$\Phi_{nlm}(\mathbf{r}) = Ae^{-\beta r} r^l P(r) Y_{lm}(\Omega), \quad (2)$$

где β – вариационный параметр, $P(r) = 1$ при $l = n - 1$ и $P(r) = 1 - (\beta + \bar{\beta})r/(2n - 1)$ при $l = n - 2$, а $\bar{\beta}$ соответствует нижележащему состоянию с тем же l .

Полученные значения энергий согласуются с имеющимися (при $l = n - 1$, $n = 27, 28, 29$) результатами [6] с относительной точностью 10^{-4} . Энергии состояний ($l = n - 1$ и $n - 2$) слабо зависят от l , а при $n \geq 30$ описываются выражением $E_{nl} = -2 - \mu/(2n^2)$ с точностью лучше 2%.

3. Время жизни каонного nl -состояния определяется скоростями радиационных и оже-переходов. Скорости радиационных $E1$ -переходов Λ_γ вычислялись по обычным формулам [9] с учетом изменения электронных волновых функций при переходе мезона. Скорости оже-переходов Λ_A рассчитывались в рамках теории возмущения по взаимодействию электрона и каона. Начальные состояния описываются полученными вариационными волновыми функциями, а конечные – водородоподобными функциями каона в поле $Z = 2$ и кулоновскими функциями электрона в континууме в поле $Z - 1$. Оже-переходы энергетически возможны в такие состояния, для которых конечная энергия электрона неотрицательна, $\epsilon = E_{nl} + \mu Z^2/2n_f^2 \geq 0$. Наименьшее изменение главного квантового числа каона $\Delta n = n - n_f$ равно единице при малых n , но быстро возрастает с увеличением n . Минимальная мультипольность перехода $L_0 = \Delta n$ при $l = n - 1$ и $L_0 = \Delta n - 1$ при $l = n - 2$.

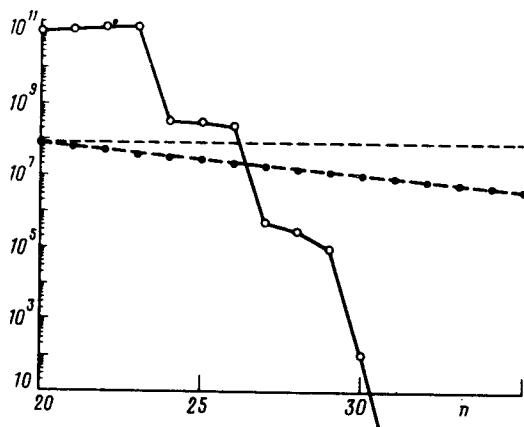


Рис. 1. Скорости переходов из состояний типа круговых орбит ($l = n - 1$) каонного гелия. Сплошная линия – оже-переходы, штриховая линия – радиационные переходы, пунктир – скорость спонтанного распада каона

Результаты расчетов скоростей переходов Λ_γ и Λ_A каонного гелия показаны на рис.1 ($l = n - 1$) и 2 ($l = n - 2$). Скорости радиационных переходов

монотонно падают с ростом n . Для $l = n - 2$ вероятности двух ветвей $E1$ -переходов ($n_f = n - 1$ и $n - 2$) сравнимы. На рис.2 показан их суммарный вклад. Скорости оже-переходов ведут себя немонотонно. Если минимальная мультипольность L_0 остается неизменной, то величина Λ_A слабо зависит от n , но при увеличении L_0 на единицу она падает примерно на два порядка.

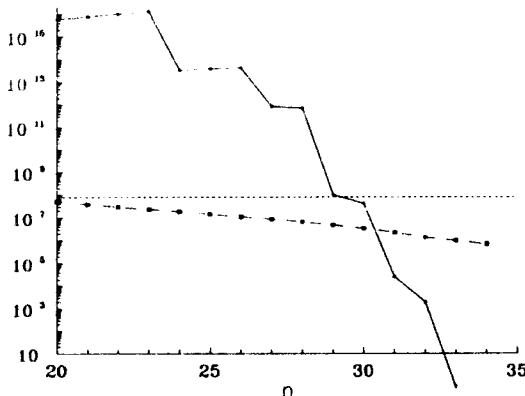


Рис. 2. То же, что на рис.1, для окружных орбит ($l = n - 2$)

Критерий метастабильности состояния связан с возможностью наблюдать распад и запаздывающее поглощение каона. Согласно [1], среднее время перехода метастабильного каонного гелия в обычное состояние $\tau = 41 \pm 6$ нс, а доля распадов остановившихся K^- -мезонов $f = 1,9 \pm 0,3\%$. В более позднем анализе [4] выделены две группы каонных состояний, одна из которых имеет время жизни (по отношению к переходам) около 60 нс и заселенность $4,1 \pm 0,3\%$ а другая – время жизни $1,8 \pm 0,2$ нс и заселенность $1,3 \pm 0,3\%$.

Из рис.1 и 2 видно, что состояния с $l = n - 1$ при $n \geq 27$ ($L_0 \geq 4$) и с $l = n - 2$ при $n \geq 31$ ($L_0 \geq 5$) являются метастабильными. Для этих состояний $\Lambda_A < \Lambda_\gamma$, а суммарные скорости переходов много меньше скорости распада каона $\lambda_0 = 0,808 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$. Для более низких орбит ($n < 27$ при $l = n - 1$ и $n < 31$ при $l = n - 2$) скорости переходов превышают λ_0 .

4. Суммарные заселенности состояний $P(nl)$ состоят из первичных заселенностей ρ_{nl} и суммы вкладов от переходов из вышележащих состояний:

$$P(nl) = \rho_{nl} + \sum P(n'l') \Lambda(n'l' \rightarrow nl) / [\lambda_0 + \Lambda(n'l')]. \quad (3)$$

Для метастабильных состояний основной вклад в $P(nl)$ дают первичные заселенности ρ_{nl} . Для расчета этих величин мы использовали формулу (1) и значения E_{nl} , полученные выше. Для производной в (1) используется оценка

$$dE_{nl}/dn \simeq (E_{n+1,l+1} - E_{n-1,l-1})/2, \quad (4)$$

в которой пренебрегается слабой зависимостью энергии от l . Расчеты проведены с двумя вариантами набора параметров [8]: a) $R_0 = 1,0$, $W_0 = 0,184$ и b) $R_0 = 0,88$, $W_0 = 0,325$ (обе величины в а.е.)

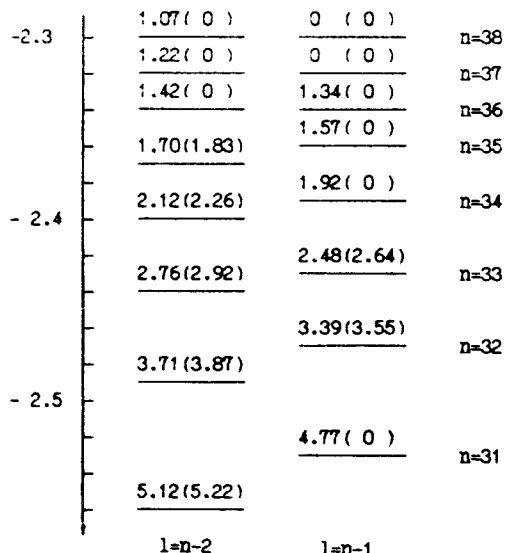


Рис.3. Схема уровней и первичные заселенности метастабильных состояний каонного гелия. Положение уровней (в а.е.) дает шкала слева. Первое число на линии уровня дает его заселенность (в ед. 10^{-3}), полученную в варианте "а", а число в скобках – заселенность в варианте "б". Значения n и l указаны соответственно справа и внизу

На рис.3 показана схема уровней и первичные заселенности метастабильных состояний каонного гелия с $l = n - 1$ и $l = n - 2$. Отсутствующие на схеме более высокие и более низкие метастабильные состояния с такими l не заселяются в обоих вариантах расчета. Суммарная заселенность указанных состояний составляет 3,5% в варианте "а" и 2,2% в варианте "б". Первое из этих значений хорошо согласуется с полученной из эксперимента [4] заселенностью долгоживущей группы состояний каонного гелия. Вместе с тем второй вариант расчета лучше согласуется с первоначально опубликованным значением [1] доли распадов K^- -мезонов в гелии. Рассчитанные времена жизни индивидуальных состояний превышают 100 нс, что в 1,5–2 раза больше измеренного значения. Это можно рассматривать как указание на "тушение" метастабильных состояний каонного гелия из-за столкновений с атомами среды. Качественно это допущение не противоречит последним данным эксперимента HELIUMTRAP [10], согласно которым среднее время жизни долгоживущей компоненты $\bar{\rho}$ -атома гелия варьируется в интервале от 3,8 до 2,3 мк в зависимости от давления и температуры гелия.

С наблюдаемой "короткоживущей" компонентой ($\tau = 1,8$ нс) каонного гелия можно было бы сопоставить (см. рис.1 и 2) состояния с $l = n - 1$, $n = 24, 25, 26$ и $l = n - 2$, $n = 29$ и 30 . Однако, по нашим расчетам, указанные состояния не заселяются. Для объяснения экспериментальных результатов, относящихся к этой компоненте, требуется, по-видимому, рассмотреть состояния с меньшими угловыми моментами ($l \leq n - 3$), а также, возможно, учесть размытость границ заселенности по E и l . Другое возможное объяснение данных в этой части временного спектра может быть связано с неэкспоненциальным поведением распадной кривой из-за каскада переходов между метастабильными состояниями [11].

В целом теория дает удовлетворительную картину образования и распада основной компоненты метастабильных состояний каонного гелия. В то же время она сохраняет некоторые неопределенности, относящиеся к модели образования мезоатомов и влиянию столкновений с соседними атомами на разрушение метастабильных состояний.

Авторы благодарят С.И.Винницкого и В.А.Маркушина на полезные обсуждения, а также проф. Т.Ямазаки за информацию о работах [2-4].

-
1. T.Yamazaki, M.Aoki, M.Iwasaki et al. Phys. Rev. Lett. **63**, 1590 (1989).
 2. S.N.Nakamura, M.Iwasaki, H.Outa et al. Phys. Rev. **A45**, 6202 (1992).
 3. M.Iwasaki, S.N.Nakamura, K.Shigaki et al. Phys. Rev. Lett. **67**, 1246 (1991).
 4. T.Yamazaki, preprint INS-Rep.-952, Inst. of Nucl. Study, Univ. of Tokio, Oct. 1992.
 5. G.T.Condo, Phys. Lett. **9**, 65 (1964).
 6. J.E.Russell, Phys. Rev. Lett. **23**, 63 (1969); Phys. Rev. **188**, 187 (1969); Phys. Rev. **A1**, 721 (1970); Phys. Rev. **A6**, 2488 (1972).
 7. J.S.Cohen, R.L.Martin, and W.R.Wadt, Phys. Rev. **A27**, 1821 (1983).
 8. V.K.Dolinov, G.Ya.Korenman, I.V.Moskalenko, et al., Muon Cat. Fusion **4**, 169 (1989).
 9. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1989.
 10. E.Widmann, H.Daniel, J.Eades, et al., preprint INS-Rep-961, Inst. of Nucl. Study, Univ. of Tokio, Dec. 1992.
 11. B.L.Drujinin, A.E.Kudryavtsev, and V.E.Markushin, preprint ITEP 2-93, Moscow, 1993.