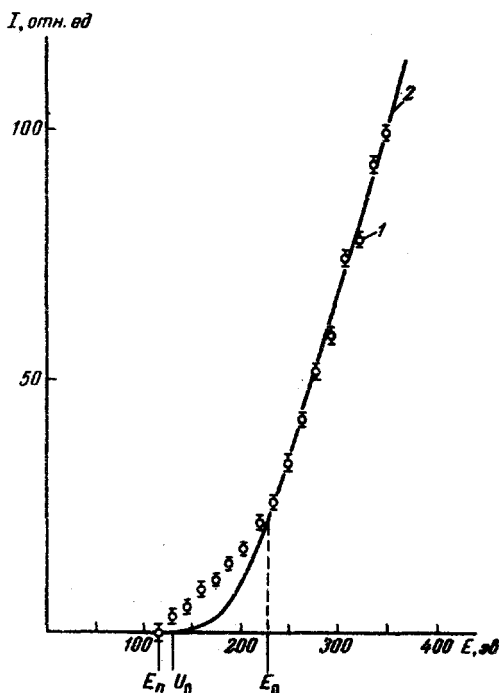


ПОРОГОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ CsII В ПРОЦЕССЕ $Cs^+ + He$

С.В.Бобашев, В.Б.Матвеев, В.А.Анкудинов

В данной работе экспериментально обнаружено влияние сближения точек поворота и точки псевдопересечения потенциальных термов квази-молекулы $Cs^+ He$ на ход сечения возбуждения линий CsII вблизи порога.

На установке [1] исследовано пороговое поведение сечения возбуждения трех линий CsII, возникающих в процессе столкновения $Cs^+ + He \rightarrow Cs^{++} + He$. Обнаружены экспериментальные пороги трех резонансных линий CsII: $\lambda = 926,7 \text{ \AA}$; $\lambda = 901,0 \text{ \AA}$ $E_n = 116 \text{ эв}$ и $\lambda = 808,7 \text{ \AA}$ $E_n = 160 \text{ эв}$. Все три линии одинаково ведут себя с ростом энергии ионов Cs^+ (см. рисунок).



При столкновении Cs^+ с He линии CsII возбуждаются, вероятнее всего, в результате псевдопересечения двух термов $U_1(r)$ и $U_2(r)$ квази-молекулы $Cs^+ He$, первый терм отвечает нормальному состоянию, когда сближаются невозбужденные Cs^+ и He, второй относится к случаю, когда Cs^+ находится в возбужденном, а He в основном состояниях.

Приближение двух термов должно выполняться наилучшим образом, по-видимому, в процессах возбуждения резонансных уровней, когда электронный терм начального состояния пересекает вначале термы, соответствующие именно резонансным уровням и только затем, возможно, другие, более высокие, термы. Возбуждение резонансных линий CsII является особенно благоприятным случаем, так как с ростом энергии ионов Cs⁺ прежде всего возбуждаются резонансные линии CsII и лишь при значительно ббльшей энергии HeI.

Если энергия относительного движения Cs⁺ и He $E \gg U_0$ — ординаты точки псевдопересечения $U_{1,2}(r)$ (точка поворота достаточно удалена от U_0), то вероятность неадиабатического перехода дается формулой Ландау — Зинера [2]

$$W_{1,2}(v) = 2 \exp\left(-\frac{2\pi\alpha^2}{\hbar v \Delta F}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi\alpha^2}{\hbar v \Delta F}\right)\right] \quad (1)$$

и сечение записывается в виде [2, 1]

$$\sigma(E) = 2\pi \int_0^{\rho_m} W_{1,2}(v) \rho d\rho, \quad (2)$$

где α — матричный элемент, связывающий два рассматриваемых состояния, U_0 и r_0 — координаты точки псевдопересечения

$$\Delta F = |F_1 - F_2|, \quad F_{1,2} = -\frac{\partial U_{1,2}(r)}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad v = dr/dt \Big|_{r=r_0}$$

$$\rho_m = r_0 \sqrt{1 - (U_0/E)}.$$

Опытная кривая для энергии $E \geq 250$ эв по методу наименьших квадратов совмещена с сечением, вычисленным по формуле (2) (рис. 1)¹⁾. Совмещение, проведенное с использованием машины БЭСМ-4, позволило определить два параметра, входящие в уравнение (1): $U_0 = 127,5$ эв и $\beta = 2\pi\sqrt{\mu}\alpha^2/\hbar\Delta F = 41,25$ эв^{1/2}. β позволяет непосредственно определить величину $\alpha^2/\Delta F$, характеризующую область псевдопересечения $U_1(r)$ и $U_2(r)$. В таблице приведены ΔF для различных значений α .

Из рисунка видно, что при энергиях $E \leq U_0 \approx 225$ эв ($\rho_m \approx 0,66r_0$) сечения опытные и теоретические расходятся. Наблюдаемый эффект,

¹⁾ В работе [1] обнаружено, что форма сечения возбуждения резонансных линий КII, возникающих при столкновении K⁺ + He удовлетворительно описываются формулой (2), при достаточном удалении от порога.

по-видимому, связан со сближением точки псевдопересечения и точек поворота. Пока $E \gg U_0$, сечение перехода хорошо описывается формулой (2), по мере приближения E к U_0 на ход сечения все больше начинает влиять характер псевдопересечения термов, и, начиная с некоторой энергии, следует ожидать отклонения от расчета (2).

α , эв	2α , ат.ед.	ΔF , ат.ед.	F , ат.ед.	$\Delta F/F$
0,5	0,04	0,022	1,05	0,02
1,0	0,07	0,09	2,1	0,04
1,5	0,11	0,20	3,3	0,06
2,0	0,15	0,36	4,2	0,08
2,5	0,18	0,56	5,4	0,10

Теория неадиабатических переходов, учитывающая близость точек поворота и псевдопересечения, развита в работе [3] для случая двух пересекающихся линейных термов нулевого приближения с постоянным матричным элементом взаимодействия. Непосредственное сравнение с [3] затруднительно, так как в работе [3] вычисляются вероятности перехода, а не сечения; тем не менее, можно сделать грубые оценки параметров теории и величины F . Для $E \cong E_0$ мы ввели "средний" параметр удара $\rho_{\text{ср}}^2 = (1/2)\rho_m^2$ и, следуя работе [3], рассмотрели два параметра, определяющих вероятность перехода

$$\epsilon = \mathcal{E} \Delta F / 2\alpha F, \quad b = 4\pi\alpha \sqrt{\mu\alpha} / \hbar \sqrt{F\Delta F},$$

где $F = (F_1' \cdot F_2')$, $\mathcal{E} = E - U_0 - \frac{\rho^2}{r_0^2} E$, F_1' и F_2' включают центробежную силу. Используя связь ϵ и b с β и U_0 : $b^2 \epsilon^{-1} = 8\beta^2 \pi^{-2} \mathcal{E}^{-1}$ и граничные условия для вероятности (1), введенные в работе ([3] $b^2 \epsilon^3 = 27$ удалось вычислить $\epsilon_0 = 1$ и $b_0 = 5,2$, отвечающие $E = E_0$, где наблюдается отклонение двух кривых (см. рисунок). В работе [3] показано, что $b \geq 6$ и $\epsilon \sim 1$ есть та область энергий, ниже которой вероятность перехода дается не формулой (1), а формулами из работы [3]. Величина b слабо зависит от ρ , поэтому есть основания считать, что в случае $\text{Cs}^+ + \text{He}$ основной вклад в сечение дают такие ρ , для которых $b = 5 - 6$. В таблице приведены силы F , действующие на частицу в области $r = r_0$.

для разных значений расщепления между термами $2\sigma^{1)}$, определенные из ϵ_0 и b_0 ; F содержит центробежную силу, которая при $E = E_0$, как легко показать, составляет 20 – 30% от $F_{1,2}$.

К сожалению, нет формул для расчета сечений в широкой области изменения ϵ и b , что не позволяет сравнить экспериментальную кривую с расчетом для $E < E_0$.

Мы искренне благодарны проф. В.М.Дукельскому за интерес к работе и А.Н.Козыреву за помощь при расчетах на БЭСМ-4.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
7 февраля 1969 г.

Литература

- [1] В.Б.Матвеев, С.В.Бобашев, В.М.Дукельский. ЖЭТФ, 55, 781, 1968.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, 1963.
- [3] В.К.Быховский, Е.Е.Никитин, М.Я.Овчинникова. ЖЭТФ, 47, 750, 1964.
- [4] F. T. Smith, R. P. Marchi, W. Aberth, D. C. Lorents, O. Heinz. Phys. Rev., 161, 31, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 347 – 352

20 марта 1969 г.

О СПИНОВЫХ ВОЛНАХ ВБЛИЗИ ТОЧКИ К КРИ

18

Г.М.Драбкин, А.И.Ожороков, Е.И.Забидаров,
Я.А.Касман

При изучении критического рассеяния нейтронов в никеле [1] нами наблюдались пологие максимумы при $T < T_c$. С увеличением угла наблюдения эти максимумы смещаются в сторону более высоких температур (эти максимумы в работе [1] названы рассеянием II типа). При рассеянии в железе аналогичные максимумы наблюдались Жакро [2].

¹⁾ Для сравнения определим силы, действующие при столкновении $K^+ + He$ в точке $r = r_0$, где $U(r_0) = 127,5$ эв. Для оценки воспользуемся потенциалом для пары $Ag + He^+$ [4], который дает $F_0 = 9$ ат.ед. ($r_0 = 0,69$ Å).