

## ПРИБЛИЖЕНИЕ ВНЕЗАПНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТИПА СВЯЗИ ПРИ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Е. И. Дашевская, Ф. Масну, Р. Мак-Кэррол и Е. Е. Никитин

На примере столкновения возбужденного атома Na с He при термических условиях исследуется применимость модельного расчета сечений деполаризации компонент тонкой структуры и сечений переходов между ними. Показано, что приближение внезапного изменения типа связи по Гунду при движении партнеров столкновения вдоль траектории относительного движения позволяет с достаточной точностью оценить сечения при условии малости параметра Мессе для переходов между компонентами дублета. Теория удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными относительно всех сечений переходов между состояниями дублета.

### Введение

Наиболее простая формулировка внутримультиплетных переходов при атомных столкновениях в области термических энергий достигается при записи волновой функции системы через функции квазимолекулы, состоящей из сталкивающейся пары атомов. В этом представлении области связи между состояниями соответствуют областям пересечения или сближения адиабатических молекулярных термов. Одним из авторов [1, 2] были предложены различные физические модели, существенно упрощающие расчет сечений. Упрощение заключается в выделении в плоскости столкновения различных областей, где система сталкивающихся атомов достаточно точно описывается определенным типом связи угловых моментов по Гунду. Уравнения рассеяния при этом должны быть решены только на границе между областями различного типа связи. Однако выбор правильной модели не всегда очевиден.

В последнее время был выполнен ряд численных расчетов процессов подобного рода [3-6]. Эти расчеты весьма трудоемки и дороги. Для достаточно сложных систем, для которых адиабатические потенциальные кривые и матричные элементы неадиабатической связи известны лишь весьма приближенно, проведение сложных численных расчетов сечений нецелесообразно. Более разумным является выбор модели и последующее аналитическое решение задачи. К сожалению, часто неизвестны границы применимости модельных расчетов. В связи с этим интересно сравнить результаты численных «точных» расчетов с различными моделями.

В этой работе такое сравнение проведено для процессов деполаризации и внутримультиплетного смешивания в возбужденном атоме натрия при столкновении с атомами гелия. Сравнение основано на результатах работ Масну—Сюз и Руэфф [5] и Дашевской и Моховой [7]. При этом, по-видимому, впервые оказывается возможным сопоставить теоретические и экспериментальные сечения [8-10] для всех переходов между компонентами дублета  $^2P$ , приводящих к изменению характеристик спектра (поляризации и интенсивности) сенсibilизированной флуоресценции одной компоненты дублета при оптическом возбуждении другой.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> В соответствии с общей теорией релаксации неприводимых компонент матрицы плотности атомных состояний [11] для дублета  $^2P$  имеется восемь независимых («не-

Сечения деполаризации и смешивания определяются величиной меж-атомного расстояния  $R_0$ , при котором электростатическое взаимодействие между атомами становится сравнимым со спин-орбитальным взаимодействием. При  $R > R_0$  спин-орбитальное взаимодействие в свободном атоме превосходит взаимодействие между атомами, так что орбитальный и спиновый моменты  $L$  и  $S$  складываются в полный момент  $J$ . Если скорость относительного движения достаточно велика,  $J$  не связано с молекулярной осью, и проекция  $J_z$  на пространственно-фиксированную ось остается постоянной (случай связи  $e$ ). При медленных столкновениях существует интервал изменения  $R$ ,  $R_0 < R < R_1$ , в котором  $J$  сильно связано с молекулярной осью (случай  $c$ ). В этом случае сохраняется проекция  $J$  на молекулярную ось  $M$ . Однако для больших расстояний всегда осуществляется случай связи  $e$ .

При  $R < R_0$ , когда электростатическое взаимодействие превышает спин-орбитальное, имеется два предельных случая связи: либо  $L$  и  $S$  сильно связаны с молекулярной осью (случай  $a$ ), либо только  $L$  (но не  $S$ ) сильно связано с молекулярной осью (случай  $b$ ).

В течение столкновения система несколько раз переходит между областями связи различного типа. Отсюда следует возможность введения приближения, основанного на мгновенности переключения одного типа связи в другой. Это приближение и исследуется ниже на примере столкновения  $\text{Na}^* ({}^2P) + \text{He}$ .

#### С т о л к н о в е н и я $\text{Na}^* ({}^2P) + \text{He}$

Система  $\text{Na}^* - \text{He}$  является, вероятно, оптимальной, в смысле применимости к ней асимптотических методов расчета взаимодействия (см., например, [12]). Вследствие малой поляризуемости  $\text{He}$  основной вклад в расщепления  $\Sigma$ - и  $\Pi$ -термов (адиабатические молекулярные термы без учета спин-орбитального взаимодействия) дает обменное взаимодействие, приблизительно экспоненциально убывающее с расстоянием. Поэтому характерный размер зоны перехода мал, и можно ожидать применимость приближения внезапного изменения типа связи. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие в  $\text{Na}$  мало (расщепление между компонентами тонкой структуры равно  $17.9 \text{ см}^{-1}$ ), при  $R > R_0$  осуществляется связь типа  $e$  по Гунду. Для  $R < R_0$  априори нельзя предпочесть ни один из возможных типов связи, так как угловая скорость вращения молекулярной оси  $\dot{\phi}$  сравнима с частотой прецессии спина  $\omega$ . Только исследование системы уравнений для амплитуд перехода позволяет получить ответ. Исследование этих уравнений, которые приведены в работах [1, 2], показывает, что параметром, определяющим тип связи, является отношение  $(2/3)(\omega b/v)$ ;  $b$  — прицельный параметр,  $v$  — относительная скорость движения для прямолинейной траектории. При  $T = 400^\circ \text{ К}$  этот параметр меньше единицы для  $b < 15$  ат. ед. Поскольку  $R_0$  порядка 14 ат. ед., следует полагать, что в области  $R < R_0$  приближенно справедлив случай связи  $b$  по Гунду. Для проверки этого предположения был, однако, рассмотрен и случай связи  $c$ .

#### Р е з у л ь т а т ы   р а с ч е т а   д л я   п р я м о л и н е й н о й т р а е к т о р и и   о т н о с и т е л ь н о г о   д в и ж е н и я

В соответствии с приведенными выше рассуждениями мы рассмотрели три модели в рамках предположения о прямолинейности траектории относительного движения:

приводимых) сечений. Два из них описывают индуцированное столкновением тушение состояний  $j=1/2$  и  $j=3/2$  и считаются равными нулю. Сечение огуточной релаксации в состоянии  $j=3/2$  экспериментально не измерялось. Обсуждению подлежат пять остальных сечений.

- 1) мгновенное изменение типа связи  $e - b - e$  при  $R=R_0$ ;
- 2) мгновенное изменение типа связи  $c - a - c$  при  $R=R_0$ ;
- 3) полное пренебрежение вращением молекулярной оси (адиабатическое приближение); возникающая из общей системы трех уравнений [1, 2] система двух уравнений была проинтегрирована численно.

Таблица 1

Сечения переходов между состояниями дублета  ${}^2P_j$  (в  $\text{\AA}^2$ )

Процесс	Эксперимент [8, 9]	Точный расчет	Модель 1	Модель 2	Модель 3
Релаксация выстраивания для терма $j=3/2$ , $\sigma_{\text{рел. выстр.}}^{(3/2)}$	160—167	157	155	122	—
Релаксация ориентации для терма $j=3/2$ , $\sigma_{\text{рел. ор.}}^{(3/2)}$	120—128	109	103	79	—
Перенос ориентации $1/2 \rightarrow 3/2$ , $\sigma_{\text{пер. ор.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$	—64—71.5	—58	—78.4	—72	—
Внутримультиплетное смешивание $1/2 \rightarrow 3/2$ , $\sigma_{\text{см.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$	90 *	100	110	72	60
Деполаризация ориентации для терма $j=1/2$ , $\sigma_{\text{деп. ор.}}^{(1/2)}$	16.7	14.5	15.8	0	0

\* Эта величина согласуется с результатом более ранних измерений сечений смешивания [10].

Результаты этих трех модельных расчетов сравнены с результатом точного интегрирования трех уравнений в табл. 1. Точные расчеты проведены для потенциалов, предложенных Никитиным [2], (разность энергий между  $\Sigma$ - и  $\pi$ -термом равна  $V_{\Sigma} - V_{\pi} = 0.1 R^{2.2} \exp(-0.94 R)$  ат. ед.) Модельные расчеты проведены с привлечением этих же потенциалов, дающих  $R_0 = 13.8$  ат. ед. и с потенциалами Ботчера и Далгарно [13] ( $V_{\Sigma} - V_{\pi} = 0.02 R^{2.8} \exp(-0.947 R)$  ат. ед. при  $5 < R < 14$  ат. ед.), которые для  $R_0$  дают значение 13.6 ат. ед. Различие в потенциалах приводит к различию сечений модельных расчетов менее 2%. Здесь же приведены недавние экспериментальные результаты Эльбея, Шнайдера [8, 9], в работах которых дано определение приведенных в табл. 1 сечений релаксации ориентации и выстраивания в состоянии  $j=3/2$  ( $\sigma_{\text{рел. выстр.}}^{(3/2)}$  и  $\sigma_{\text{рел. ор.}}^{(3/2)}$ ),

Таблица 2

Соотношения между сечениями переноса и релаксации для дублета  ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$  при  $\Delta \varepsilon \ll kT$ 

Сечения релаксации и переноса для дублета ${}^2P_j$	Неприводимые сечения для дублета ${}^2P_j$	Неприводимые сечения деполаризации для P-состояния без спина
$\sigma_{\text{рел. выстр.}}^{(3/2)}$	$\sigma_2^{(3/2 \ 3/2)}$	$\frac{2}{3} \sigma_1^{(1)} + \frac{1}{3} \sigma_2^{(1)}$
$\sigma_{\text{рел. ор.}}^{(3/2)}$	$\sigma_1^{(3/2 \ 3/2)}$	$\frac{5}{9} \sigma_1^{(1)} + \frac{2}{27} \sigma_2^{(1)}$
$\sigma_{\text{пер. ор.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)} = 10 \sigma_{\text{пер. ор.}}^{(3/2 \rightarrow 1/2)}$	$-\sqrt{10} \sigma_1^{(1/2 \ 3/2)}$	$\frac{20}{27} \sigma_2^{(1)} - \frac{10}{9} \sigma_1^{(1)}$
$\sigma_{\text{см.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)} = 2 \sigma_{\text{см.}}^{(3/2 \rightarrow 1/2)}$	$-\sqrt{2} \sigma_0^{(1/2 \ 3/2)}$	$\frac{2}{3} \sigma_1^{(1)}$
$\sigma_{\text{деп. ор.}}^{(1/2)} = \sigma_{1/2, -1/2}^{(1/2)}$	$\frac{1}{2} [\sigma_1^{(1/2 \ 1/2)} + \sqrt{2} \sigma_0^{(1/2 \ 3/2)}]$	$\frac{10}{27} \sigma_2^{(1)} - \frac{2}{9} \sigma_1^{(1)}$

сечения переноса ориентации и заселенности (смешивание) в переходе  $1/2 \rightarrow 3/2$  ( $\tau_{\text{пер. оп.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$  и  $\sigma_{\text{см.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$ ) и сечения деполаризации ориентации в состоянии  $j=1/2$  ( $\sigma_{\text{деп. оп.}}^{(1/2)}$ ). Связь этих сечений с пятью «неприводимыми» сечениями, выражающимися известными формулами через матрицу рассеяния [11], приведена в первом и втором столбцах табл. 2.

Из табл. 1 следует удовлетворительное согласие между точным расчетом и экспериментальными данными, а также между точным расчетом и моделью 1. В смысле оценки моделей особенно критическим является сравнение сечений деполаризации в состоянии  $j=1/2$ , которые равны нулю для моделей 2 и 3, но хорошо воспроизводятся моделью 1.

### Результаты расчета для искривленных «ветвящихся» траекторий относительного движения

Удовлетворительное согласие точного расчета и модели 1 с экспериментальными результатами не является внутренне согласованным, поскольку при  $R < R_0$  имеются области, где адиабатические потенциалы заметно больше кинетической энергии атомов. В результате этого, во-первых, нельзя, вообще говоря, пользоваться приближением прямолинейных траекторий, и, во-вторых, следует учесть «ветвление» траектории при  $R < R_0$ , имитирующее — при квазиклассическом описании столкновения — расщепление волнового пакета на две составляющие, каждая из которых распространяется по соответствующему адиабатическому терму и которые могут интерферировать после столкновения. Учет этих эффектов может быть наиболее просто выполнен методом шивки [14, 15].

Расчет сечений в рамках модели 1, принимающей определенную схему связи моментов, учитывает в низшем порядке теории возмущений отклонение от этого типа связи. Поэтому модельное сечение зависит (хотя и слабо) от параметра  $(2/3)(\omega R_0/v)$ , который мал, но конечен. Если считать, что этот параметр равен нулю (т. е. полностью пренебречь спин-орбитальным взаимодействием при расчете эволюции системы, но учесть его существование путем выбора фиксированного значения  $R_0$ ), то расчет может быть упрощен еще больше, так как пять сечений переходов между компонентами дублета  $^2P$ , выражаются через два сечения деполаризации (сечение деполаризации ориентации  $\sigma_1^{(1)}$  и сечение деполаризации выстраивания  $\sigma_2^{(1)}$ ) бесспинового состояния (табл. 2). Метод шивки позволяет сравнительно просто вычислить эти сечения. Мы приведем результаты расчета в приближении случайных фаз, когда все осциллирующие члены, содержащие разность фаз по  $\Sigma$ - и  $\pi$ -терму, считаем усредненными до нуля. В этом приближении  $\sigma_1^{(1)}$ ,  $\sigma_2^{(1)}$  выражаются через соответствующие вероятности  $P_k^{(1)}$ , которые плавно зависят от прицельного параметра  $b$  и отражают эффект вращения молекулярной оси и различное искривление траекторий в области  $R < R_0$

$$\sigma_k^{(1)} = 2\pi \int_0^{\infty} P_k^{(1)}(b) db, \quad k=1, 2 \quad (1)$$

где  $P_k^{(1)}$  равны

$$P_1^{(1)} = 1 + \frac{1}{3} \cos(2\alpha + \theta_\pi), \quad (2a)$$

$$P_2^{(1)} = \frac{4}{5} + \frac{1}{5} \cos(2\alpha + \theta_\pi) - \frac{1}{10} \cos(4\alpha + \theta_\pi) - \frac{1}{10} \cos(4\alpha + \theta_\sigma). \quad (2b)$$

Здесь  $\theta_\pi = \theta_\pi(b)$  и  $\theta_\sigma = \theta_\sigma(b)$  — углы рассеяния в адиабатических потенциалах  $U_\pi$  и  $U_\sigma$ , отвечающих  $\pi$ - и  $\Sigma$ -термам системы  $\text{Na}^* - \text{He}$  и  $\sin \alpha(b) = b/R_0$ .

Подстановка (2a) и (2b) в (1) позволяет вычислить  $\sigma_k^{(1)}$  и далее все сечения, входящие в табл. 2, если известны углы рассеяния  $\theta_\pi(b)$  и  $\theta_\sigma(b)$ .

В принципе  $\theta_\pi$  (b) и  $\theta_\sigma$  (b) могут быть рассчитаны по потенциалам  $U_\pi(R)$  и  $U_\sigma(r)$ . Эти потенциалы качественно представлены на рис. 1. Для приближенного расчета  $\theta_\pi$  и  $\theta_\sigma$  воспользуемся тем, что характерный масштаб убывания потенциалов мал по сравнению с межатомными расстояниями  $R_\pi$  и  $R_\sigma$ , при которых потенциалы сравниваются со средней тепловой энергией. При этом условии приближенно расстояние на потенциалах  $U_\pi$  и  $U_\sigma$  можно заменить рассеянием на жестких сферах радиусов  $R_\pi$  и  $R_\sigma$ , так что  $\theta_\pi$  и  $\theta_\sigma$  являются простыми функциями прицельного

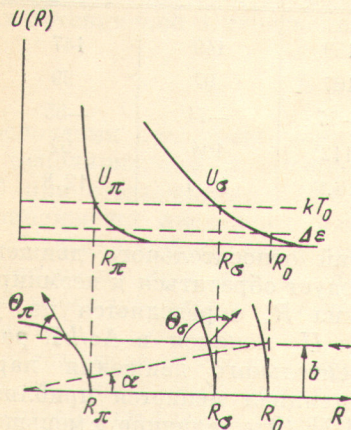


Рис. 1. Адиабатические термы и динамика столкновений в системе  $\text{Na}^*(2P) + \text{He}$ .

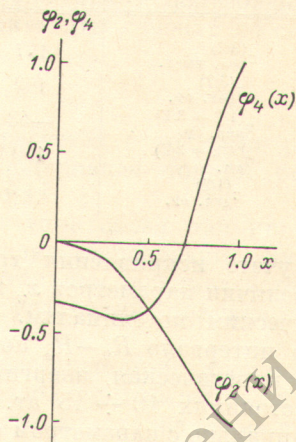


Рис. 2. График функций  $\varphi_2(x)$  и  $\varphi_4(x)$ .

параметра. В таком приближении интегрирование может быть выполнено аналитически. Результаты расчета удобно представить в виде

$$\sigma_k^{(1)} = \pi R_0^2 P_k^{(1)}, \quad (3)$$

$$P_1^{(1)} = 1 + \frac{1}{3} \varphi_2(x_\pi), \quad (4a)$$

$$P_2^{(1)} = \frac{4}{5} + \frac{1}{5} \varphi_2(x_\pi) - \frac{1}{10} \varphi_4(x_\pi) - \frac{1}{10} \varphi_4(x_\sigma), \quad (4b)$$

$$x_\pi = R_\pi/R_0; \quad x_\sigma = R_\sigma/R_0$$

где  $\varphi_2(x)$  и  $\varphi_4(x)$  — функции, графики которых приведены на рис. 2. Таким образом, сечения деполаризации и смешивания зависят от трех параметров  $R_0$ ,  $R_\sigma$ ,  $R_\pi$ , вариация которых ограничена общей картиной термов, представленных на рис. 1.

Прежде всего результат, полученный методом шивки, можно сравнить с результатом «точного» расчета и модели 1, положив в (4)  $x_\pi=0$ ,  $x_\sigma=0$  и воспользовавшись связью сечений, выписанных в табл. 2. Из табл. 3 видно, что метод шивки дает удовлетворительное приближение к точному расчету и хорошее приближение к модели 1. Небольшое различие в последнем случае обязано тому, что метод шивки полностью игнорирует быстрые осцилляции вероятностей переходов, тогда как в рамках модели 1 эти осцилляции учтены при выполнении интегрирования вероятностей по прицельным параметрам. Что касается расхождения между результатом точного расчета и метода шивки, особенно заметного для сечений  $\sigma_{\text{см.}}$  и  $\sigma_{\text{пер.ор.}}$ , то, как показывает исследование вкладов в сечения при различных прицельных параметрах, оно обязано столкновениям со сравнительно большими прицельными параметрами ( $b > 10$  ат. ед.), где приближение внезапного изменения типа связи недостаточно точно. Это обстоятельство будет использовано для уточнения машинного расчета с целью учета искривления траекторий.

Таблица 3

Влияние искривления и ветвления траекторий на сечения переходов между компонентами дублета  $^2P$

Сечения, в $\text{\AA}^2$	Прямолинейные траектории		Искривленные траектории; $x_\pi = 0.4$ , $x_\sigma = 0.7$	
	точный расчет	метод сшивки		
$\sigma_{\text{рел. вьст.}}^{(3/2)}$	157	159	149	147
$\sigma_{\text{рел. ор.}}^{(3/2)}$	109	107	97	99
$\sigma_{\text{пер. ор.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$	-58	-77	-74	-55
$\sigma_{\text{см.}}^{(1/2 \rightarrow 3/2)}$	400	412	404	92
$\sigma_{\text{деш. ор.}}^{(1/2)}$	14.5	16.8	15.1	12.8

При учете искривления траекторий относительного движения для выбора величин параметров  $x_\pi$  и  $x_\sigma$  следует обратиться к неэмпирическим адиабатическим потенциалам. Величина  $R_0$  определяется из условия, чтобы на интервале  $R_0 - R_c$  потенциал  $U_c$  менялся в  $\Delta\varepsilon/kT$  раз ( $kT$  — средняя кинетическая энергия относительного движения партнеров). При расстояниях  $10 \div 15$  ат. ед. потенциал меняется приблизительно экспоненциально с параметром  $\alpha = 0.7$  [17]. (Эта величина  $\alpha$  меньше удвоенной орбитальной экспоненты внешнего электрона в натрии  $\text{Na}^*$  вследствие влияния возрастающего преэкспоненциального множителя в асимптотике волновой функции). Полагая  $T = 400^\circ \text{K}$ ,  $\Delta\varepsilon = 17 \text{ см}^{-1}$ , найдем  $x_\sigma = 0.7$ . Величина  $x_\pi$ , определенная по потенциалам Бейлиса [16], близка к 0.4. Подставляя эти величины  $x_\pi$  и  $x_\sigma$  в (3), (4а) и (4б) и воспользовавшись табл. 2, получим сечения, приведенные в четвертом столбце табл. 3.

Теперь можно ввести дальнейшее уточнение, устраняющее погрешность, которая вводится приближением внезапного изменения типа связи при больших  $b$  ( $b > 10$  ат. ед.). Это уточнение заключается в том, что для малых прицельных параметров ( $b < 10$  ат. ед.) используется приближение сшивки с учетом искривления траектории, а для больших ( $b > 10$  ат. ед.) — точный расчет с интегрированием уравнений вдоль прямолинейной траектории. Нетрудно показать, что соответствующие сечения должны быть равны сечениям, приведенным в четвертом столбце табл. 3 (метод сшивки с учетом искривления), которые уменьшены на разность сечений во втором и третьем столбцах (поправка на немгновенность изменения типа связи для непрямолинейной траектории). Результаты такого вычисления приведены в пятом столбце табл. 3. Видно, что эти сечения, при расчете которых учтены как искривление, так и ветвление траекторий, так и немгновенность изменения типа связи при  $R = R_0$ , заметно отличаются от результатов расчета для прямолинейной траектории. Это объясняется меньшим кориолисовым взаимодействием молекулярных состояний в случае, когда атомы не могут сближаться до очень малых расстояний.

Погрешность предложенного уточненного полуклассического метода можно оценить, сравнив полученные сечения с результатом точного квантового расчета. К настоящему времени такой расчет был выполнен только для сечения смешивания  $\sigma_{\text{см.}}^{(1/2-3/2)}$  [3] в рамках модели потенциалов Бейлиса [16]. Если учесть, что для потенциалов, использованных в работе [3],  $R_0 = 12.8$  ат. ед. (а не 13.8 ат. ед.), то квантовое сечение  $\sigma_{\text{см.}}^{\text{кв.}}$  следует сравнивать с полуклассическим, вычисленным для того же значения  $R_0$ . На основании масштабных соображений получаем  $\sigma_{\text{см.}}^{\text{полукл.}} = (12.8/13.8)^2 92 \text{\AA}^2 = 79 \text{\AA}^2$ ; что касается  $\sigma_{\text{см.}}^{\text{кв.}}$ , то в области энергий, отвечающих  $T = 400^\circ \text{K}$ , оно осциллирует в интервале  $80 \div 77 \text{\AA}^2$ . Если отвлечься от этих осцилляций, которые являются чисто квантовым эффектом,

то согласие между уточненным полуклассическим и квантовым результатом получается очень хорошим.

При сравнении теории с экспериментом следует иметь в виду, что использованная в работе величина  $R_0=13.8$  ат. ед. не может считаться достаточно точной. Расхождение между теорией и экспериментом, которое отражено в табл. 2 и которое не устраняется даже при использовании уточненного полуклассического метода, может быть уменьшено, например, в результате небольшого (около 5%) увеличения  $R_0$ . Однако подобного рода уточнения следует делать только при использовании более реальных потенциалов и усреднении рассчитанных сечений по скоростям.

## В ы в о д ы

На основании сравнения модельных расчетов с точными расчетами сечений деполаризации и смешивания подуровней тонкой структуры  $Na^*$  ( $^2P$ ) при столкновении с He показано:

1. Приближение внезапного изменения типа связи при критическом радиусе сближения партнеров является удовлетворительным для описания столкновений при малом спин-орбитальном взаимодействии. Это позволяет избежать численного решения уравнений полуклассического приближения.

2. Предложенное уточненное полуклассическое приближение хорошо воспроизводит квантовый расчет. Это позволяет избежать численного решения системы квантовых уравнений, учитывая в то же время искривление и ветвление траекторий.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Е. Е. Никитин. Опт. и спектр., 19, 161, 1965.
- [2] Е. Е. Nikitin. J. Chem. Phys., 43, 744, 1965.
- [3] R. H. G. Reid, A. Dalgarno. Chem. Phys. Lett., 6, 85, 1970.
- [4] F. Masnou-Seeuws. J. Phys., 3, 1437, 1970.
- [5] F. Masnou-Seeuws, E. Roueff. Chem. Phys. Lett., 16, 593, 1972.
- [6] J. C. Weisheit, N. L. Lane. Phys. Rev., A4, 171, 1971.
- [7] Е. I. Dashevskaya, N. A. Mokhova. Chem. Phys. Lett., 17, 1973.
- [8] W. Schneider. Z. Physik, 248, 387, 1971.
- [9] M. Elbel, A. Koch, W. Schneider. Z. Physik, 255, 14, 1972.
- [10] J. Pitre, L. Krause. Can. J. Phys., 45, 2671, 1967.
- [11] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 48, 345, 1965.
- [12] Б. М. Смирнов. Асимптотические методы в теории атомных столкновений. Атомиздат, 1973.
- [13] C. Bottcher. Chem. Phys. Lett., 18, 457, 1973.
- [14] Е. I. Dashevskaya. Chem. Phys. Lett., 11, 184, 1971.
- [15] Е. И. Дашевская, Н. А. Мохова. Опт. и спектр., 33, 817, 1972.
- [16] W. E. Baylis, J. Chem. Phys., 51, 266, 1969.
- [17] Е. I. Dashevskaya, Е. Е. Nikitin, A. I. Reznikow. J. Chem. Phys., 53, 1175, 1970.

Поступило в Редакцию 16 апреля 1973 г.