

УДК 539.172.2

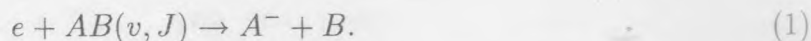
ДИССОЦИАТИВНОЕ ПРИЛИПАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ К МОЛЕКУЛАМ ВОДОРОДА

С. А. Позднеев

Представлены результаты расчетов сечений простейшей химической реакции – диссоциативного прилипания (ДП) электронов к двухатомным молекулам, выполненные на основе квантовой теории рассеяния в системе нескольких тел. Результаты проведенных расчетов сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными и результатами расчетов, использующих иные приближения.

Диссоциативное прилипание электрона (ДП) к молекулам играет важную роль в процессах получения отрицательных ионов в термоядерных установках, процессах быстрой генерации атомов фтора и хлора из галогеносодержащих молекул в эксимерных лазерах, плазме газового разряда и т.д. [1 – 5]. Процесс ДП является простейшей химической реакцией, вызываемой электронами и поэтому этому процессу посвящено достаточно много как теоретических, так и экспериментальных работ [1 – 8]. Однако только в последнее время появились работы, в которых исследовались процессы ДП к молекулам, находящимся в заранее заданных возбужденных колебательно-вращательных состояниях [2 – 4], а также проведены исследования пороговых особенностей и резонансов этой реакции. Это связано с большими сложностями как экспериментального приготовления этих возбужденных состояний, так и реализации эксперимента в целом.

Настоящая работа посвящена детальному теоретическому исследованию процесса ДП электронов к двухатомным молекулам



Как показали эксперименты [1 – 5], сечения этих процессов зависят от степени возбуждения колебательно-вращательного состояния молекулы мишени. Кроме этого в недавних экспериментах по ДП электрона к молекуле водорода [3, 4] обнаружена ярко

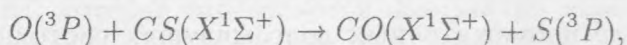
выраженная немонотонная зависимость сечения от энергии, что по нашему мнению связано со специфическими резонансными особенностями этой реакции [9, 10].

Хорошо известные теоретические методы исследования процесса ДП [4 – 7] (метод бумеранга, метод R -матрицы, метод временной эволюции волновой функции, метод операторов Фешбаха и т.д.) основаны на трактовке этого процесса как многостадийного процесса:

– первая стадия процесса ДП состоит в захвате электрона молекулой и, как следствие, в образовании молекулярного отрицательного иона;

– вторая стадия – распад (эволюция) этого состояния в различные состояния продуктов распада (отрицательный ион и нейтральный или возбужденный атом (процесс ДП), два нейтральных или возбужденных атома и электрон (процесс диссоциации молекулы), возбужденная молекула и электрон (процесс возбуждения молекулы электронным ударом).

Основа этого формализма – возникновение промежуточного состояния молекулярного отрицательного иона – не всегда представляется обоснованной с физической точки зрения. Так, например, в случае ДП электрона к молекуле водорода время жизни этого комплекса сравнимо со временем свободного пролета электроном расстояния, равного диаметру молекулы водорода. Аналогичная ситуация возникает и в ряде других реакций, например [8], реакция



когда значительная доля поступательной энергии (в соответствии с импульсным пределом $E_v/E_t \sim 0.88$ [11]) переходит в колебательную энергию молекулы CO , также происходит без образования промежуточного комплекса.

Конечно существует множество примеров, когда в процессе реакции образуется долгоживущий промежуточный комплекс, подробнее об этом см. [1, 11], однако существуют и процессы, приведенные выше, которые показывают, что при теоретическом анализе различных столкновений важен предварительный анализ происходящего процесса. Отсутствие этого анализа достаточно часто приводит к ошибочным интерпретациям экспериментальных данных, как в случае ДП электрона к молекуле водорода [11]. В этом случае сечение ДП, рассчитанное по модели промежуточного состояния, в десятки раз больше, чем экспериментальные значения [1]. Кроме этого, даже основываясь на предположении о возникновении промежуточного состояния, существуют значительные сложности с расчетами этого состояния, особенно когда в исходном состоянии

молекулы находятся в возбужденных состояниях. В этом случае необходимо рассчитывать семейства поверхностей потенциальной энергии (ППЭ), соответствующие этим возбужденным состояниям, что практически неосуществимо.

Аналогичная ситуация сейчас складывается в квантовой химии, где "центральную роль в численном моделировании химических реакций играет ППЭ" [11]. Однако существует множество примеров, один из которых приведен выше, где не возникает этого промежуточного комплекса и, следовательно, существование ППЭ этого комплекса является проблематичным.

Таким образом, в атомной и химической физике существует класс процессов, которые по аналогии с ядерной физикой можно назвать прямыми, основная особенность которых состоит в том, что в процессе рассеяния не возникает промежуточный долгоживущий комплекс. Следовательно для интерпретации подобных прямых процессов необходима разработка соответствующих теоретических методов и средств, включающих в себя как методы для описания реакций, происходящих с образованием промежуточного комплекса, так и прямых реакций.

Именно такие методы для расчетов подобных процессов были созданы в работах Л. Д. Фаддеева и О. А. Якубовского [12], в которых разработана квантовая теория рассеяния в системах нескольких частиц, свободная от модельных предположений относительно возникновения в процессе столкновения промежуточного комплекса. Этот метод применим как для описания прямых процессов, так и для процессов, происходящих через образование промежуточных долгоживущих состояний. Поэтому в данной работе этот подход, основанный на квантовой теории рассеяния в системе нескольких тел, и применяется для расчетов сечений процессов столкновения электронов с двухатомными молекулами водорода, находящимися как в основном состоянии, так и в заранее заданных произвольных колебательно-вращательных состояниях.

В этом подходе основное приближение состоит в том, что взаимодействие налетающего электрона с электронами и ядрами молекулы-мишени заменяется взаимодействием налетающего электрона с каждым из атомов в целом, считая атом силовым центром. Таким образом, сложная многочастичная задача по расчетам сечений рассеяния электрона двухатомными молекулами сводится к задаче столкновения в системе трех тел, для решения которой и применяется метод квантовой задачи рассеяния в системе нескольких частиц.

Необходимо отметить, что данное приближение справедливо при энергиях налетающего электрона меньших, чем энергия электронного возбуждения молекулы [7, 8].

В качестве исходных данных в подобной постановке задачи используются парные потенциалы взаимодействия, массы и энергии сталкивающихся частиц. Квантовая теория рассеяния в системе трех тел формулируется для трех частей, на которые разбивается полная волновая функция системы трех тел

$$\Psi = \sum_{i=1}^3 \Psi_i,$$

каждая из которых соответствует всевозможным разбиениям системы трех частиц на не взаимодействующие подгруппы.

Уравнения в импульсном пространстве в случае рассеяния частицы 1 на связанной паре (2, 3) имеют следующий вид [12]:

$$\Psi_i = \Phi_i \delta_{i1} - G_0(Z) T_i (\Psi_j + \Psi_k), \quad (2)$$

$$i, j, k = 1, 2, 3; 3, 1, 2; 2, 1, 3,$$

где Φ_1 описывает исходное состояние системы трех тел: свободное движение частицы 1 и связанное состояние пары частиц (2, 3); $G_0(Z) = (H_0 - Z)^{-1}$, $Z = E + i\epsilon$, $\epsilon \rightarrow 0$, H_0 – оператор свободного движения трех частиц; E – полная энергия системы трех тел, равная сумме кинетической энергии налетающей частицы 1 и энергии связи пары (2,3), T_i – парная T -матрица, которая определяется однозначно через парные потенциалы взаимодействия V_i при помощи уравнений Липмана-Швингера [12].

Для описания движения трех частиц в системе центра инерции воспользуемся общепринятыми координатами Якоби [8, 12, 13].

Необходимо иметь в виду, что в качестве переменных интегрирования в (2) следует брать некоторую одну систему переменных, которая оказывается наиболее удобной. Например, в интеграле, соответствующем выражению $G_0 T_1 \Psi_2$, в качестве переменных интегрирования удобнее взять \mathbf{k}_2 и \mathbf{p}_2 . В этом случае переменные \mathbf{k}_1 , \mathbf{p}_1 , от которых зависит ядро оператора T_1 , следует выразить через переменные \mathbf{k}_2 и \mathbf{p}_2 . Иногда в этой же ситуации в качестве переменных интегрирования удобно выбрать $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$.

Парные T -матрицы $t_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}'_i; Z)$, входящие в ядра уравнений (2), имеют особенности по переменной Z : полюса, соответствующие дискретному спектру парных подсистем и разрез по положительной части вещественной оси, порождаемый спектром задачи двух тел, причем явный вид этих особенностей дает спектральное представление T -матрицы [8, 12].

Полюса T -матрицы, соответствующие дискретному спектру, порождают особенности в компонентах волновых функций Ψ_i , выделяя которые, получим следующее представление:

$$\Psi_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{p}_i; \mathbf{p}_i^0) = \varphi(\mathbf{k}_i)\delta(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_i^0) - B_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{p}_i; \mathbf{p}_i^0; Z)/(p_i^2/2n_i + k_i^2/2m_{jk} - Z), \quad (3)$$

$$B_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{p}_i; \mathbf{p}_i^0; Z) = - \sum_{j=1}^3 [Q_j(\mathbf{k}_i, \mathbf{p}_i; \mathbf{p}_i^0; Z) - \varphi_j(\mathbf{p}_j)R_{ji}(\mathbf{k}_j; \mathbf{p}_i^0; Z)/(p_j^2/2n_j - \kappa_j - Z)]$$

Q_j, R_{ji} – гладкие функции своих переменных. Такое разделение особенностей естественно возникает само по себе при численном решении интегральных уравнений (2). Для однозначного определения функций Q_j, R_{ji} можно поступить следующим образом: подставить Ψ_i в виде (3) в уравнения (2) и приравнять коэффициенты при одинаковых особенностях. Таким образом, получим уравнения для этих функций, через которые в явном виде выражаются все основные характеристики задачи трех тел: волновая функция, элементы S -матрицы, амплитуды и сечения различных процессов, происходящих в системе трех тел.

Сечение процесса упругого рассеяния имеет следующий вид:

$$d\sigma_{11}/d\Theta = (2\pi)^4 n_1 |R_{11}|^2, \quad (4)$$

сечение процессов перестройки

$$d\sigma_{1i}/d\Theta = (2\pi)^4 n_i p_f |R_{1i}|^2 / p_1^0 \quad (5)$$

сечение процесса развала

$$d\sigma_{1\rightarrow 3}/d\Theta dp = (2\pi)^4 n_i p_f |B_{0i}|^2 / p_1^0, \quad (6)$$

где $p_f^2 = 2n_i(p_i^{02}/2n_i - \kappa_1^2 - \kappa_i^2)$.

Аналогичные формулы можно получить и для сечений процессов рассеяния, в которых в начальном состоянии находятся три свободные частицы [12, 13].

Необходимо отметить, что в явном виде потенциалы не участвуют в уравнениях (2), а в них содержится более общая характеристика T -матрицы, которая связана с потенциалами уравнениями Липмана–Швингера. Поэтому, хотя в данном методе формально

и используются потенциалы, по существу моделируются T -матрицы, для построения которых и применяется метод Бейтмана [8 – 13], применимый для любого локального потенциала и значительно упрощающий численное решение системы интегральных уравнений (2), а в некоторых случаях позволяющий получить и аналитическое решение.

Интегральные уравнения (2) обладают хорошими (с математической точки зрения) свойствами, такими как фредгольмовость, однозначная разрешимость и т.д., только при определенных условиях на двухчастичные данные [12]:

1) парные потенциалы, в общем случае нелокальные, $V_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ являются гладкими функциями \mathbf{k}, \mathbf{k}' и удовлетворяют условию

$$|V_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}')| \leq (1 - |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|)^{1-\epsilon}, \quad \epsilon > 0;$$

2) точка $Z = 0$ не является особой точкой для уравнений (2), т.е. все три длины рассеяния в парных каналах конечны;

3) спектры энергий каждого из двух тел непрерывны и положительны. Это условие существенно для нелокальных потенциалов, так как только в этом случае могут появляться положительные собственные значения, и оно выполняется практически для всех реальных физических потенциалов.

Кулоновские потенциалы и потенциалы твердого тела не удовлетворяют первому условию, причем кулоновские потенциалы приводят к особенностям в T -матрицах типа $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^{-2}$, а потенциалы жесткого тела – к медленному убыванию T -матрицы при больших импульсах. При нарушении второго условия теряется фредгольмовость уравнений (2) при $Z = 0$, что приводит к эффекту Ефимова [9], заключающемуся в том, что при критическом значении константы связи, когда длина рассеяния впервые обращается в бесконечность, в системе трех частиц при определенных условиях может возникнуть бесконечный дискретный спектр. Именно такая ситуация и возникает в случае рассеяния электронов двухатомными молекулами [8, 9]. Впервые экспериментальные данные были получены в [1], а их интерпретация дана в [10]. К сожалению, эти результаты впервые были опубликованы более двадцати лет назад и остались невостребованными. В настоящее время, используя современные экспериментальные методы, были получены сечения ДП [3], которые подтверждают сделанные ранее оценки.

Интегральные уравнения Фаддеева (2) являются точными уравнениями для описания динамики трех попарно взаимодействующих бесструктурных частиц, причем предположение о парном взаимодействии между частицами трехчастичной системы является естественным, так как все характеристики процессов в такой системе в первую

очередь будут определяться парным взаимодействием. Это полностью подтверждается экспериментальными результатами в прямых реакциях ядерной и атомной физики, где столкновения близки и парные потенциалы определяют всю динамику реакции [8 – 13].

Аналогичные (2) уравнения движения трех и большего числа частиц, взаимодействующих при помощи произвольных парных потенциалов, в общем случае неинтегрируемы и, таким образом, ни связанные состояния, ни состояния рассеяния в подобных системах не могут быть выражены в виде квадратур. Это связано с тем, что число имеющихся интегралов движения меньше числа необходимых для описания системы динамических переменных [12, 13]. Поэтому особое значение приобретают как эффективные численные методы решения этих уравнений [8 – 10], так и методы построения аналитических решений системы уравнений (2), что возможно в случаях, когда в системах нескольких тел имеются либо дополнительные интегралы движения, связанные со спецификой парного взаимодействия, либо на систему наложены связи [13]. Важность построения аналитических решений интегральных уравнений (2), описывающих различные динамические процессы в системах трех и большего числа частиц, связана с тем, что в случае, например, трех частиц проявляются новые качественные особенности, совершенно не свойственные двухчастичной модели, такие как эффект Ефимова [8 – 12], и становится необходимым использование в уравнениях вместо потенциалов T -матриц, которые включают некоторые новые характеристики взаимодействия, не наблюдаемые в задаче двух тел [12]. Кроме этого, наличие аналитических решений позволяет оценивать и контролировать точность различных численных методов, применяемых для решения уравнений (2) и вычисления соответствующих сечений процессов (4–6).

В случае рассеяния электронов молекулами большая величина отношения массы протона к массе электрона является благоприятным обстоятельством, позволяющим получить также и аналитические решения системы уравнений (2) и, следовательно, сечения процесса (1), которые могут быть выражены через элементарные и специальные функции [8, 10].

В качестве парных потенциалов взаимодействия электронов с атомами молекулы применялись потенциалы нулевого радиуса (ПНР) [7] и потенциалы вида

$$V(r) = \lambda \exp(-\beta r)/r,$$

параметры которых определялись на основе энергии связи электрона в отрицательном ионе, длин рассеяния и эффективного радиуса, причем учет спина (в случае го-

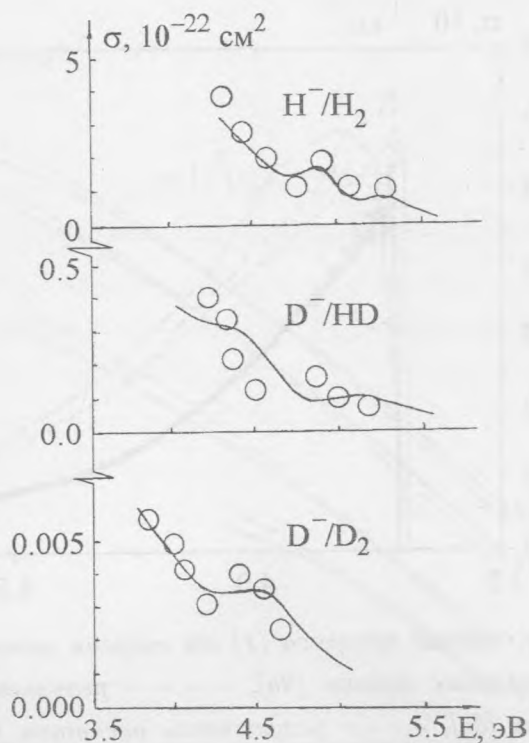


Рис. 1. Зависимость сечения ДП электронов к молекулам водорода и их изотопозамещенным аналогам от энергии. ооо – экспериментальные данные [1], кривые – результаты расчетов настоящей работы.

молекулярных молекул) осуществлялся следующим образом. В качестве длины рассеяния использовалась величина [7]

$$1/a = 1/a_1 = 1/a_2 = 1/4(3/a_t + 1/a_s),$$

где a_t и a_s – триплетная и синглетная длины рассеяния соответственно. Парные потенциалы взаимодействия между атомами в молекулах моделировались потенциалами Морзе

$$V(r) = D(1 - \exp(-\alpha(r - r_0))),$$

параметры которых определялись на основе спектроскопических данных [14].

Результаты расчетов сечений процессов рассеяния электронов на молекулах водорода и их изотопозамещенных аналогах, находящихся как в основных, так и в возбужденных колебательно-вращательных состояниях, представлены на рис. 1 – 3. Из них видно,

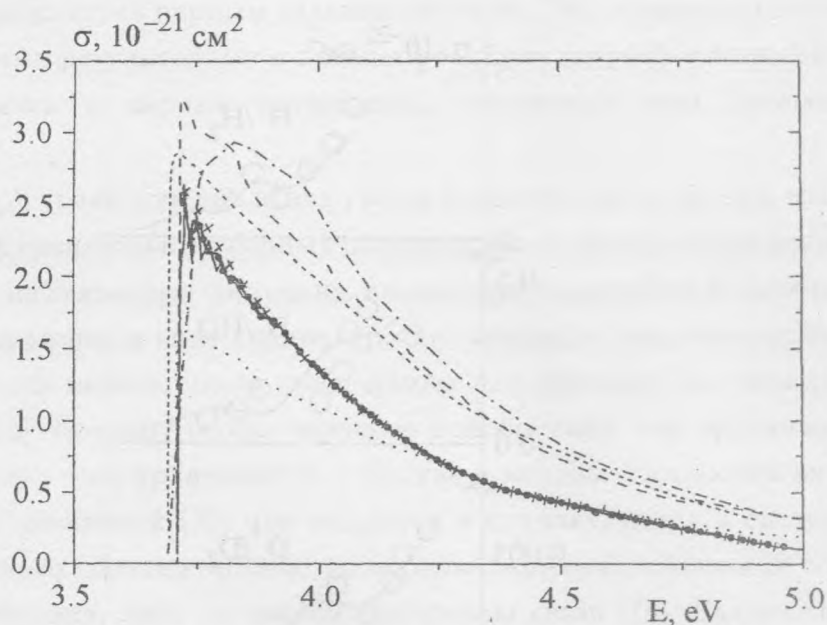


Рис. 2. Зависимость сечения процесса (1) от энергии налетающих электронов. Сплошная линия – экспериментальные данные [3a], — — — — результаты расчетов [3b], - . - . - . - результаты расчетов [3c], - - - - результаты расчетов [3d], ... - результаты расчетов [3g], + + + - результаты расчетов [3f], - o - o - o - результаты расчетов настоящей работы.

что сечения этих процессов хорошо воспроизводятся в рамках представленной модели, которая дает как количественное описание процессов ДП, так и качественную картину явления. В рамках этого приближения удастся достаточно точно учесть действие многократного рассеяния. В этом же приближении проявляется изотопический эффект, впервые предсказанный Ю. Н. Демковым [6, 7] (рис. 1).

На рис. 1 представлены результаты расчетов сечений диссоциативного прилипания электрона к молекулам $H_2(v=0, J=0)$ и их изотопозамещенным модификациям, выполненных ранее [8], и экспериментальные данные [1, 3]. Получены немонотонные зависимости сечений процессов диссоциативного прилипания от энергии. Это указывает на наличие пороговых особенностей в сечениях реакций, происходящих в системе трех частиц, которые наиболее ярко проявляются в системах, состоящих из двух одинаковых тяжелых и одной легкой частицы.

На рис. 2 представлены как последние экспериментальные данные [3a] этой же реакции (1), так и расчеты, выполненные на основе различных приближений [3b – 3g], включая и результаты настоящей работы, а на рис. 3 – результаты расчетов реак-

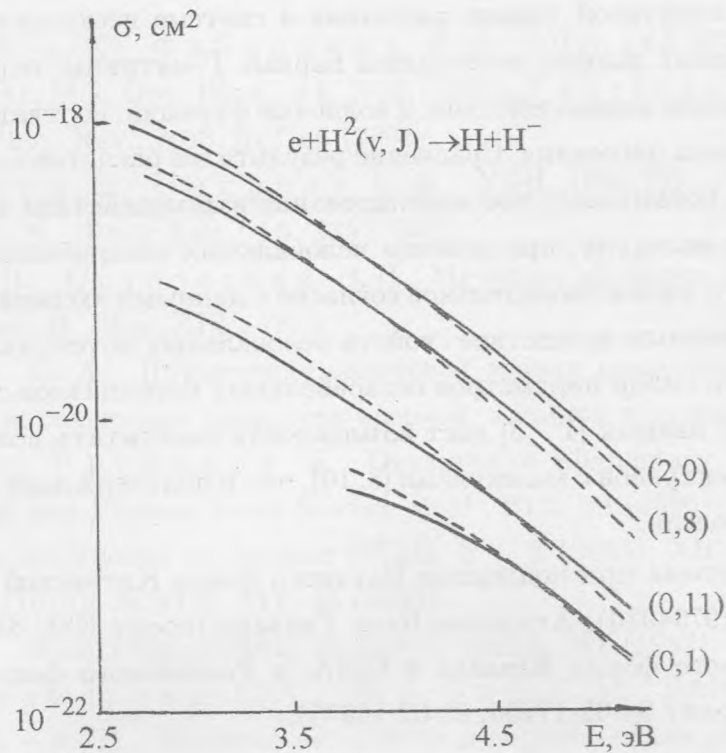


Рис. 3. Диссоциативное прилипание электронов к молекулам водорода, первоначально находящимся в возбужденных колебательно-вращательных состояниях (v, J) . — — — результаты расчетов [4], сплошная кривая — результаты расчетов настоящей работы.

ции ДП электронов к колебательно-вращательно возбужденным молекулам водорода. Сравнение расчетов, проведенных в настоящей работе на основе предложенной модели и в работе [4] на основе полуэмпирических методов со многими подгоночными параметрами, показало лишь частичное совпадение (рис. 3). К сожалению, экспериментальные данные для молекул, первоначально находящихся в возбужденном состоянии, отсутствуют ввиду сложности эксперимента. Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными данными (рис. 1, 2) показывает, что моделирование взаимодействия электрона с каждым из атомов молекулы при помощи потенциалов, приведенных выше, в рамках многократного рассеяния позволяет получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными — совпадение порядков сечений, включая изотопические эффекты, и дает подтверждение гипотезы, выдвинутой более двадцати лет назад в работах [8 – 10], о существовании эффекта Ефимова в этой системе.

Таким образом, именно в этом случае явно проявляются преимущества подхода, основанного на квантовой теории рассеяния в системе нескольких частиц, в котором в качестве исходных данных необходимы парные T -матрицы, определяемые на основе парных потенциалов взаимодействия, и волновые функции, соответствующие исходному состоянию процесса рассеяния. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными [1 – 3] показывает, что моделирование взаимодействия электрона с атомами, составляющими молекулу, при помощи нелокальных сепарабельных потенциалов, позволяет получить удовлетворительное согласие с данными эксперимента в среднем, что является естественным вследствие свойств нелокальных потенциалов. Необходимо также отметить, что выбор параметров сепарабельных потенциалов с использованием экспериментальных данных [1 – 3] дает возможность рассчитать всевозможные процессы столкновения электронов с молекулами [8, 10], что и подтверждает самосогласованность предложенной модели.

Работа выполнена при поддержке Научного фонда Китайской Народной Республики (грант NSF 19734030), Академии Наук Тайваня (грант NSC 85-212-M-007-009), Совместного научного фонда Израиля и США, и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17266, 01-02-16075).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Schultz G. J. Rev. Mod. Phys., **45**, 423 (1973).
- [2] Christophorou L. G. Electron molecule interaction and their application. Acad. Press, N.Y., 1984; Massey H. S. W. Negative Ions, Cambridge, Cambridge University Press 1976; Herzenberg A. Electron-molecular collision, N.Y. Plenum, 1984; Domcke W. Phys. Rev., **208**, N 2, 98 (1991).
- [3] a) Drexel H., Senn G., Fiegele T., et al. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **34**, 1415 (2001); Waderha J. M., Bardsley J. N. Phys. Rev. Lett., **41**, 1791 (1978); Chutjian A., Garscadden A., Wadehra J. M. Phys. Rep., **264**, 393 (1996); Wadehra J. M. Phys. Rev., **41**, N 7, 3607 (1990); Phys. Rev. Lett., **41**, 1795 (1978); b) Gauyacq J. P. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **18**, 1858 (1985); c) Mundel C., Berman M., Domcke W. Phys. Rev., **A32**, 181 (1985); d) Hickman A. P. Phys. Rev., **A 43**, 3495 (1991); f) Atems D. E., Wadehra J. M. Phys. Rev., **A42**, 5201 (1990); g) Gallup G. A., Xu Y., Fabricant I. I. Phys. Rev., **A57**, 2596 (1998);

- К а з а н с к у А. К., Х у Ю., Ф а б р и с а н т И. И. Phys. Rev., **A63**, 014703 (2000).
- [4] К а з а н с к и й А. К., Ф а б р и к а н т И. И. УФН, **143**, 602 (1984); К л а г D. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **34**, 3855 (2001); Ф а б р и с а н т И. И., Н о т о р Н. Phys. Rev., **A63**, 022706 (2001).
- [5] И л л е н б е р г е р Е., С м и р н о в Б. М. УФН, **168**, 731 (1998).
- [6] Д е м к о в Ю. Н. Phys. Lett., **15**, 235 (1965).
- [7] Д е м к о в Ю. Н., О с т р о в с к и й В. Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., Изд. ЛГУ, 1975.
- [8] П о з д н е е в С. А. Применение квантовой теории рассеяния в системе трех тел для расчетов различных процессов ядерной, атомной и молекулярной физики. М., Янус-К, 2001, Р о з д н е е в S. Dynamics of Elementary Atomic-Molecular Processes in Gas and Plasma. Nova Science Publ., **212**, 99 (1996); П о з д н е е в С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1, 3 (2003); ХВЭ, **18**, 290 (1984); ЖЭТФ, **77**, 38 (1979); ЖЭТФ, **117**, 35 (2000).
- [9] Е ф и м о в V. Nucl. Phys., **A362**, 45 (1981); **A378**, 581 (1982); Phys. Rev., **C47**, 1876 (1993); В у г а л ь т е р С. А., Ж и с л и н Г. М. ДАН СССР, **267**, 784 (1982); Е ф и м о в В. Влияние резонансов в парных силах на спектр уровней трех частиц. М., МИФИ, 1973; Р е б а н е Т. К. ЯФ, **61**, N 1, 61 (1998).
- [10] Р о з д н е е в S. Phys. Lett., **B125**, 355 (1983); К о н о п л е в В. А., П о з д н е е в С. А., Щ е г л о в В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 8 (1987).
- [11] Н и к и т и н Е. Е. Теория элементарных атомно-молекулярных процессов в газах. М., Химия, 1970; С т е п а н о в Н. Ф., П у п ы ш е в В. И. Квантовая механика молекул и квантовая химия. М., изд. МГУ, 1991; С т е п а н о в Н. Ф. Соросовский образовательный журнал, N 10, 33 (1996); Н е м у х и н А. И. Там же, N 6, 48 (1998).
- [12] М е р к у р ь е в С. П., Ф а д д е е в Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М., Наука, 1985, 400 с.; Я ф а е в Д. Р. Математическая теория рассеяния. Санкт-Петербург, изд. С.Петербургского университета, 1994.
- [13] Б е л ь я е в В. Б. Лекции по теории малочастичных систем. М., Энергоиздат, 1986.
- [14] Х ь ю б е р К. Р., Г е р ц б е р г Ж. Константы двухатомных молекул. М., Наука, 1981.

Поступила в редакцию 2 июня 2003 г.