Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Ю. Самарин, Возникновение стабильных состояний атомов и молекул за счёт обменного взаимодействия возбуждённых электронов, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2009, выпуск 1(), 214–221

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu639>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.197.130.99

26 апреля 2023 г., 15:52:40

Теоретическая физика

УДК 53.03:(539.183+539.194)

ВОЗНИКНОВЕНИЕ СТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ ЗА СЧЁТ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. Ю. Самарин

Самарский государственный технический университет,
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

E-mail: samarinay@yahoo.com

Рассмотрено влияние процесса обменного взаимодействия на время жизни возбуждённых атомов и молекул. Установлена возможность существования стационарных состояний взаимодействующих возбуждённых атомов и молекул. С помощью метода интегралов по траекториям Фейнмана определён механизм возникновения этих стационарных состояний при наличии обменного взаимодействия. Показан способ определения конкретных условий, при которых такие состояния возникают. Получена зависимость матричного элемента потенциала с учётом обменного взаимодействия от координат электронов и их волновых функций.

Ключевые слова: интегралы по траекториям, обменное взаимодействие, притяжение электронов, стабильное состояние, матричные элементы.

Время жизни возбуждённых состояний атомов и молекул в разреженных средах ограничено процессами спонтанного излучения и столкновительных безызлучательных переходов. Под разреженными средами подразумеваются такие, в которых процессы взаимодействия между частицами могут считаться столкновениями. Между столкновениями частицу полагают изолированной, а её электронные состояния — стационарными. Влияние процессов взаимодействия на электронные состояния при больших расстояниях между атомами и молекулами рассматривается как возмущающее воздействие. При малых расстояниях частицы образуют квазимолекулу, которая распадается на составляющие после окончания процесса столкновения [1, 2]. Фрагменты, составляющие квазимолекулу, могут дезактивироваться. Процесс образования квазимолекулы происходит с участием обменного взаимодействия. В данном случае обменное взаимодействие является связующей силой между частицами, находящимися в стационарных состояниях. Являясь способом дезактивации возбуждённых атомов и молекул, оно уменьшает их время жизни в возбуждённом состоянии.

С увеличением плотности среды рассматривать взаимодействие частиц на основе модели столкновений нельзя. При достижении определенных плотностей каждый атом или молекула постоянно находятся во взаимодействии

Самарин Алексей Юрьевич — доцент кафедры общей физики и физики нефтегазового производства, к.ф.-м.н., доцент.

друг с другом. Обменное взаимодействие в этом случае играет определяющую роль, причём эта роль может оказаться стабилизирующей (увеличивающей время жизни атомов и молекул в возбуждённом состоянии). При использовании стандартных методов квантовой механики обменное взаимодействие необходимо учитывать на стадии расчёта волновых функций стационарных состояний. Энергия обменного взаимодействия по величине одного порядка с кулоновской энергией [3], поэтому использовать обычную теорию возмущений нельзя. В общем случае, в рамках операторного метода, задача взаимодействия возбуждённых атомов и молекул в плотных средах не решается. Анализ подобной ситуации возможен с помощью метода интегралов по траекториям Фейнмана [4].

Принципиальное отличие этого метода заключается в замене дифференциального подхода Шредингера на подход интегральный. Волновые функции выражаются через амплитуды вероятностей перехода частиц, а физические величины — через матричные элементы переходов. Амплитуда вероятности перехода частиц (в данном случае речь идёт о двух электронах) из положения 1 в положение 2, где положения 1 и 2 определяются совокупностью координат частиц системы и временем, имеет вид (в выражении опущен нормировочный множитель):

$$K(2, 1) = \int \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[2, 1]\right) \mathfrak{D}\vec{r}(\tau), \quad (1)$$

где $K(2, 1)$ — амплитуда вероятности перехода, $S[2, 1]$ — функционал действия системы вдоль траектории $\vec{r}(\tau)$, τ — время движения по траектории. Интегрирование производится по всем возможным траекториям. В данном случае действие может быть записано в виде

$$S = \int_1^2 \left(\frac{mv'^2}{2} + \frac{mv''^2}{2} - V(\vec{r}'(\tau), \vec{r}''(\tau), \vec{v}'(\tau), \vec{v}''(\tau)) \right) d\tau.$$

Здесь v' , v'' — скорости электронов; $\vec{r}'$, $\vec{r}''$ — радиус-векторы электронов; τ — время перехода; V — энергия взаимодействия электронов с ядрами, друг с другом и электромагнитным полем; τ — время движения частицы по траектории (время перехода). Временная эволюция волновой функции в представлении Фейнмана представляется интегральным уравнением

$$\Psi(\vec{r}_2, t_2) = \int K(\vec{r}_2, t_2, \vec{r}_1, t_1) \Phi(\vec{r}_1, t_1) d\vec{r}_1 dt_1,$$

где $\Psi(\vec{r}_2, t_2)$, $\Phi(\vec{r}_1, t_1)$ — волновые функции конечного и начального состояний электронов. Для матричных элементов перехода справедливо следующее выражение [4]:

$$\langle m\ddot{\vec{r}}' \rangle + \langle m\ddot{\vec{r}}'' \rangle = -\langle \text{grad } V(\vec{r}', \vec{r}'', v', v'') \rangle. \quad (2)$$

Это выражение представляет собой квантово-механический аналог второго закона Ньютона для матричных элементов в интерпретации Фейнмана. На основе этого уравнения можно получить условие стационарности состояния возбуждённого атома. Матричный элемент градиента энергии, стоящий в правой части (2), аддитивен по факторам воздействия на электрон. Именно это

обстоятельство, наряду с аддитивностью матричных элементов ускорения, позволяет раздельно исследовать влияние этих факторов на движение электрона при переходе. Представим себе функцию V в виде суммы энергий взаимодействия электронов с ядрами, между собой (сюда входит и энергия обменного взаимодействия) и с электромагнитным полем. В случае отсутствия каких-либо возмущающих воздействий (например, электромагнитного поля вакуума) на систему, матричный элемент градиента потенциала в (2) равен матричному элементу кулоновской силы притяжения электронов к собственным ядрам. Эта сила компенсируется матричным элементом центростремительного ускорения, стоящим в правой части, то есть электромагнитное поле вакуума является одной из причин, приводящих к нарушению неустойчивого равновесия системы. В отсутствии обменного взаимодействия нарушение этого равновесия приводит к возникновению дополнительного матричного элемента кулоновской силы, которая не компенсируется прежними матричными элементами центростремительных ускорений в левой части. Это, в свою очередь, приводит к возникновению дополнительных матричных элементов ускорений и переходу системы в другое состояние. Обменное взаимодействие существенным образом может изменить ситуацию. Наличие слагаемого силы обменного взаимодействия в правой части (2) может привести к возникновению устойчивого положения равновесия. Для изучения этой возможности следует отдельно рассмотреть вид матричного элемента силы взаимодействия электронов (силы обменного взаимодействия). Существенное отличие обменного взаимодействия от других видов взаимодействий состоит том, что оно возникает исключительно за счёт интерференции состояний, а при данном подходе — амплитуд вероятностей траекторий и, следовательно, его характеристики выражаются функционалом от амплитуд вероятности.

Несмотря на то, что в данном случае «источником» обменного взаимодействия является кулоновское взаимодействие между электронами, характеризующие его физические величины не могут быть представлены в виде функций координат частиц. Согласно [4], матричный элемент физической величины квантовой частицы в произвольный момент времени перехода из одной точки пространства и времени в другую может быть определён как интеграл по всем возможным траекториям от значения этой величины, умноженный на амплитуду вероятности данной траектории:

$$\langle f \rangle = \int f[\vec{r}(\tau)] \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau)]\right) \mathfrak{D}\vec{r}(\tau), \quad (3)$$

где τ — время движения частицы по траектории; $f[\vec{r}(\tau)]$ — функционал (в общем случае), определяющий значение данной физической величины в данный момент времени перехода для данной траектории; экспоненциальный множитель определяет амплитуду вероятности осуществления данной траектории (S — функционал действия для этой же траектории). Интегрирование ведётся по всем возможным траекториям. В том случае, если частица находилась в начальном состоянии с волновой функцией $\Phi(\vec{r}_1, t_1)$, а в конечном — $\Psi(\vec{r}_1, t_1)$, выражение (3) примет вид

$$\begin{aligned} \langle f \rangle = \iiint \Psi^*(\vec{r}_2, t_2) f[\vec{r}(\tau), \tau] \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau), \tau]\right) \times \\ \times \Phi(\vec{r}_1, t_1) \mathfrak{D}\vec{r}(\tau) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 dt_1 dt_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Матричный элемент перехода физической величины, определенный таким образом, принципиально отличается от общепринятого [5]:

$$\langle \Psi | \hat{f} | \Phi \rangle = \iint \Psi^*(\vec{r}_2, t) \hat{f} \Phi(\vec{r}_1, t) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2.$$

Зависимость от времени этого матричного элемента обусловлена изменением во времени волновых функций начального и конечного состояний. При этом время самого перехода (время изменения волновой функции) предполагается равным нулю. Тем самым выводятся из рассмотрения все явления, которые могут возникнуть в процессе перехода. Время τ , входящее в выражение (4), представляет собой время движения частицы по траекториям, то есть время перехода из одного состояния в другое. Изменение интеграла перекрытия волновых функций электронов, определяющего энергию обменного взаимодействия, связано именно с изменением волновых функций при переходе (движением частиц системы при переходе). Поэтому для рассмотрения влияния обменного взаимодействия на процессы перехода следует пользоваться величинами, учитывающими сам процесс этого перехода, то есть в данном случае величины, определяемые выражением типа (4).

Потенциальная энергия электрона для каждой конкретной траектории является функцией координат точки. Для системы из двух ядер и двух электронов эта функция будет иметь вид [3]

$$V(\vec{r}', \vec{r}'') = e^2 \left(-\frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}'_0|} - \frac{1}{|\vec{r}'' - \vec{r}''_0|} - \frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}''_0|} - \frac{1}{|\vec{r}'' - \vec{r}'_0|} + \frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}''|} \right),$$

где $\vec{r}'$, $\vec{r}''$ — радиус-векторы электронов; $\vec{r}'_0$, $\vec{r}''_0$ — радиус-векторы соответствующих ядер. Первое и второе слагаемые представляют собой потенциальную энергию взаимодействия электронов с собственными ядрами, третье и четвертое — с чужими. К обменному взаимодействию, вообще говоря, приводят все слагаемые в выражении для потенциала. Однако притяжение между электронами, приводящее к стабилизации состояния, может возникнуть только благодаря последнему слагаемому. Оно является потенциальной энергией кулоновского взаимодействия двух электронов. Здесь следует особо отметить, что последнее слагаемое, наряду с обменным взаимодействием, которое может приводить к «притяжению», ответственно и за кулоновское отталкивание между ними. Разделить эти два процесса в условиях данной задачи не представляется возможным. Поэтому при дальнейшем изложении будет использоваться термин «электронное взаимодействие», под которым будут подразумеваться оба вида взаимодействия между внешними электронами атома (молекулы). Для определения матричного элемента потенциала электронного взаимодействия подставим потенциал взаимодействия электронов между собой в (4) (в этом выражении заряд электрона принят за единицу):

$$\begin{aligned} \langle U \rangle = & \iiint \Psi^*(\vec{r}_2, t_2) \left(\frac{1}{|\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)|} \right) \times \\ & \times \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau), \tau]\right) \Phi(\vec{r}_1, t_1) \mathfrak{D}\vec{r}(\tau) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 dt_1 dt_2. \quad (5) \end{aligned}$$

В последнем выражении обозначим:

$$\langle u \rangle = \langle u(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2, \tau) \rangle = \int \left(\frac{1}{|\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)|} \right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau), \tau]\right) \mathfrak{D}\vec{r}(\tau),$$

тогда

$$\langle U(\tau) \rangle = \iint dt_1 d\vec{r}_1 \left\{ \Phi(\vec{r}_1, t_1) \iint \Psi(\vec{r}_2, t_2) u(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2, \tau) dt_2 d\vec{r}_2 \right\}. \quad (6)$$

Величина $U(\tau)$ представляет собой потенциальную энергию взаимодействия двух электронов в момент времени τ перехода из состояния $\Phi(\vec{r}_1, t_1)$ в состояние $\Psi(\vec{r}_2, t_2)$, усреднённую по всем переходам между этими состояниями; $\langle u(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2, \tau) \rangle$ — аналогичная величина, усреднённая по переходам из точки $(\vec{r}_1, t_1)$ начального состояния, в точку $(\vec{r}_2, t_2)$ конечного состояния. Векторы $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}$ обозначают координаты двух электронов $(\vec{r}', \vec{r}'')$.

Для того чтобы ввести в рассмотрение обменное взаимодействие, необходимо учесть тождественность электронов. Тождественность электронов приводит к возникновению дополнительных альтернативных траекторий. При рассмотрении переходов электронов из одной точки пространства в другую тождественность частиц приводит к появлению второй «весовой» экспоненты, соответствующей траекториям с «переставленными» электронами:

$$\exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}'(\tau), \vec{r}''(\tau)]\right) \xrightarrow{\text{обмен}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}'(\tau), \vec{r}''(\tau)]\right) + \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}''(\tau), \vec{r}'(\tau)]\right) = 2 \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}'(\tau), \vec{r}''(\tau)]\right). \quad (7)$$

Функционал действия для двух электронов абсолютно симметричен относительно перестановки электронов. Поэтому обмен электронами приводит лишь к умножению значения $\langle u \rangle$ на 2. Обменное взаимодействие приводит к изменению начальных и конечных волновых функций и, следовательно, количества интерферирующих траекторий (см. (5), (6)). Перепишем выражение (6) с учётом перестановки электронов:

$$\begin{aligned} \langle U(\tau) \rangle = \int d\vec{r}'_2 d\vec{r}''_2 dt_2 \left\{ \left(\Psi^*(\vec{r}'_2, \vec{r}''_2, t_2) + \Psi^*(\vec{r}''_2, \vec{r}'_2, t_2) \right) \times \right. \\ \times \int d\vec{r}'_1 d\vec{r}''_1 dt_1 \left\{ \left(\Phi(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) \times \right. \\ \left. \left. \times \int \left(\frac{1}{|\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)|} \right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau)]\right) \mathfrak{D}\vec{r}'(\tau) \mathfrak{D}\vec{r}''(\tau) \right\} \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Выражение (8) определяет величину матричного элемента потенциальной энергии взаимодействия двух электронов при переходе между двумя произвольными состояниями как функцию времени перехода. Второй интеграл в (8) даёт пространственное распределение амплитуды вероятности нахождения электронов в начальный момент времени с учётом тождественности

частиц (он определяет начальные точки траекторий движения электронов). Первый интеграл в (8) — аналогичное распределение в конечный момент времени (определяет конечные точки траекторий движения электронов). Третий интеграл определяет интерференцию значений потенциальной энергии, соответствующих отдельным траекториям перехода между состояниями, в процессе перехода (в момент времени τ). За счёт этой интерференции возникает притяжение между электронами, которое характеризуется текущим значением энергии взаимодействия между электронами, усреднённым по всем траекториям между состояниями, то есть величиной $\langle U \rangle$.

Выражение (8) может быть легко преобразовано в хорошо известное выражение для энергии взаимодействия электронов в стационарных состояниях [5]. Пусть в начальном состоянии при $\tau = 0$ волновая функция стационарна. Тогда среднее значение потенциальной энергии взаимодействия электронов будет иметь следующий вид (с учётом стационарности $\Psi^*(\vec{r}'_2, \vec{r}''_2, t_2) + \Psi^*(\vec{r}''_2, \vec{r}'_2, t_2) = \Phi^*(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi^*(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1)$):

$$\begin{aligned} \langle U \rangle &= \int d\vec{r}'_2 d\vec{r}''_2 dt_2 \left\{ \left(\Psi^*(\vec{r}'_2, \vec{r}''_2, t_2) + \Psi^*(\vec{r}''_2, \vec{r}'_2, t_2) \right) \times \right. \\ &\quad \times \int d\vec{r}'_1 d\vec{r}''_1 dt_1 \left\{ \left(\Phi(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) \times \right. \\ &\quad \times \left. \int \left(\frac{1}{|\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)|} \right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau)]\right) \mathfrak{D}\vec{r}'(\tau) \mathfrak{D}\vec{r}''(\tau) \Bigg\} = \\ &= \iint d\vec{r}'_2 d\vec{r}''_2 dt_2 \times \left\{ \left(\Psi^*(\vec{r}'_2, \vec{r}''_2, t_2) + \Psi^*(\vec{r}''_2, \vec{r}'_2, t_2) \right) \times \right. \\ &\quad \times \left. \frac{1}{|\vec{r}'(t_2) - \vec{r}''(t_2)|} \int K(2, 1) \left(\Phi(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) d\vec{r}'_1 d\vec{r}''_1 dt_1 \right\}; \\ \langle U \rangle &= \iint \left(\Phi^*(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi^*(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) \frac{1}{|\vec{r}'_1 - \vec{r}''_1|} \times \\ &\quad \times \left(\Phi(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) d\vec{r}'_1 d\vec{r}''_1 dt_1. \end{aligned}$$

При исследовании электронных переходов представляют интерес значения $\langle U \rangle$ для промежуточных состояний электронов в процессе перехода. Физические величины в этих состояниях определяются выражениями, аналогичными (8). В этом случае $\langle \text{grad } U(\tau) \rangle$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \langle \text{grad } U(\tau) \rangle &= \iiint d\vec{r}'_2 d\vec{r}''_2 dt_2 \left\{ \left(\Psi^*(\vec{r}'_2, \vec{r}''_2, t_2) + \Psi^*(\vec{r}''_2, \vec{r}'_2, t_2) \right) \times \right. \\ &\quad \times \iiint d\vec{r}'_1 d\vec{r}''_1 dt_1 \left\{ \left(\Phi(\vec{r}'_1, \vec{r}''_1, t_1) + \Phi(\vec{r}''_1, \vec{r}'_1, t_1) \right) \times \right. \\ &\quad \times \left. \iint \text{grad} \left(\frac{1}{|\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)|} \right) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S[\vec{r}(\tau)]\right) \mathfrak{D}\vec{r}'(\tau) \mathfrak{D}\vec{r}''(\tau) \Bigg\} \Bigg\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Интеграл по траекториям в (9) даёт значение амплитуды силы кулоновского взаимодействия между электронами, совершающими переход из одной точки пространства и времени в другую (заряд электрона принят за единицу). Значение этой силы берется в произвольный момент времени перехода τ . Величина $\langle \text{grad } U(\tau) \rangle$ представляет собой матричный элемент силы электростатического взаимодействия электронов в процессе перехода из состояния Φ в состояние Ψ . При переходе одного из электронов в состояние с более низкой энергией его среднее расстояние до ядра уменьшается. Этому процессу препятствует сила обменного взаимодействия, которая возникает вследствие уменьшения интерференционных множителей в (8) и (9), определяющих потенциал обменного взаимодействия. Тогда сила, определяющая взаимодействие между электронами (как кулоновское, так и обменное), может быть определена как производная потенциала взаимодействия между электронами (8) по матричному элементу перехода расстояния между электронами:

$$\langle f(\tau) \rangle = - \frac{\partial \langle U(\tau) \rangle}{\partial \langle |\vec{r}'(\tau) - \vec{r}''(\tau)| \rangle}. \quad (10)$$

Достаточность этой силы для стабилизации состояния может быть определена исходя из условия устойчивости стационарного состояния. Эта устойчивость может быть определена для конкретных условий взаимодействия конкретных атомов. Из (8) видно, что можно найти такие высоковозбуждённые состояния, при переходе между которыми сила обменного взаимодействия будет превышать на каком-либо участке пространства силу кулоновского притяжения электрона к собственному ядру. Отсюда можно сделать вывод о возможности образования стационарных состояний благодаря обменному взаимодействию. Эти состояния будут стабильными, что обусловлено устойчивым характером равновесия сил в уравнении (2) при наличии обменного взаимодействия. Процесс возникновения таких состояний должен носить пороговый характер по концентрации возбуждённых частиц, а процесс «стабилизации» макроскопических состояний — характер фазового перехода. Такого рода фазовый переход объясняет высокую временную стабильность возбуждённых макроскопических состояний воздуха, возникающих в сильноточном газовом разряде при атмосферном давлении [6, 7]. Полученные стационарные состояния коренным образом отличаются от стационарных состояний изолированных атомов и молекул. Поскольку возмущения не оказывают влияние на длительность их существования, их стабильность ограничивается исключительно стабильностью окружающих условий.

Изучение состояний микрообъектов, возникающих в процессе перехода, возможно благодаря применению метода интегралов по траекториям. Последовательное применение этого метода к описанию микрообъектов требует изменения физической интерпретации ряда математических величин, описывающих переход. При замене описания движения микрообъектов волновой функцией описанием матричными элементами перехода (в указанном выше понимании матричных элементов) оказывается возможным исследование временного хода процессов взаимодействия микрочастиц, недоступного для описания общепринятыми характеристиками этих процессов [8].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. — М.: Атомиздат, 1968. — 363 с.
2. Никитин Е. Е., Смирнов Е. Е. Атомно-молекулярные процессы. — М.: Наука, 1988. — 304 с.
3. Миронова Г. А. Конденсированное состояние вещества. Т. 1. — М.: МГУ, физ. фак., 2004. — 532 с.
4. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. — М.: Мир, 1968. — 382 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 3. — М.: Физматлит, 2004. — 800 с.
6. Смирнов Б. М. Наблюдательные свойства шаровой молнии // УФН, 1992. — Т. 162, № 8. — С. 42–80.
7. Смирнов Б. М. Физика шаровой молнии // УФН, 1990. — Т. 160, № 4. — С. 1–46.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 4. — М.: Физматлит, 2002. — 719 с.

Поступила в редакцию 15/X/2008;
в окончательном варианте — 10/II/2009.

MSC: 81S40, 58D30

ARISING OF ATOMS AND MOLECULES STABLE STATES DUE TO LUMINOUS ELECTRONS EXCHANGE COUPLING

Samarin A. Yu.

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya str., Samara, 443100.

E-mail: samarinay@yahoo.com

The influence of the process of exchange interaction during the lifetime of luminous atoms and molecules was studied. The opportunity of stationary states existence of interacting luminous atoms and molecules was established. With the help of Feynman integrals paths method, the mechanism of occurrence of stationary states was determined, on condition of exchange interaction taking place. The way of definition of specific conditions at which such states occur is demonstrated. Dependence of a matrix element of potential accounting exchange interaction on coordinates of electrons and their wave functions was obtained.

Key words: *integral paths, exchange coupling, electrons attraction, stable state, matrix element.*

Original article submitted 15/X/2008;
revision submitted 10/II/2009.

Samarin Alexey Yurievich, Ph. D. (Phys. & Math.), Ass. Prof., Dept. of General Physics.