

УДК 66.09

НЕОРТОГОНАЛЬНАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОТРЫВА И ПРИСОЕДИНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА ВО ВНЕШНЕМ ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**О. В. Кудреватова**

Государственное научно-производственное предприятие "Торий", Москва, Россия

Представлены аналитические выражения для вероятности отрыва (ионизации) и присоединения (прилипания, рекомбинации) электрона в переменном электрическом поле, создаваемом излучением. Показано, что механизм каждого из возможных переходов электрона между состояниями из дискретного и непрерывного спектров энергии по сути один и тот же, являясь многоквантовым туннельным переходом между состояниями электрона различной физической природы. В силу различия начальных и конечных состояний во взаимно противоположных процессах рассматриваемых переходов электрона их вероятность характеризуется матричными элементами разных частей гамильтониана. Это обстоятельство служит указанием на существование необратимости в явлениях, связанных с формированием ионизированной среды.

Переменное электрическое поле электромагнитной волны порождает квазистационарные состояния заряда как результат их электродипольного взаимодействия [1]. Волновой функцией квазистационарных состояний служит точное решение нестационарного уравнения Шредингера, являющееся более сложной периодической функцией времени по сравнению со стационарной. В квантовой механике известно немного точных решений нестационарных

ционарного уравнения Шредингера, определяющих чистые состояния возмущенной материальной системы, но все они исполняют ту же роль, что и решение стационарного уравнения Шредингера для невозмущенной материальной системы, т. е. все они могут быть использованы для построения смешанных состояний и последующей интерпретации результатов решения квантово-механической задачи по теории возмущений.

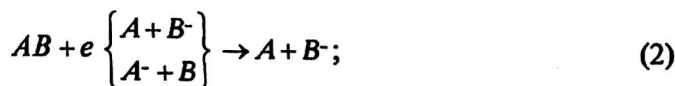
Данная работа посвящена исследованию процесса присоединения (связывания) электрона к тяжелой частице в поле излучения и сравнению его с эффектом ионизации.

Использование базиса неортогональных волновых функций, одна часть из которых определяет стационарные, а другая — квазистационарные состояния, оказалось удобным для исследований эффектов, происходящих при взаимодействии электронов, тяжелых частиц и излучения. К их числу относятся особенности ионизации [2—4]. Соответствующий этим процессам переход между состояниями различной физической природы, т. е. принадлежащими различным гамильтонианам, сопровождается перестройкой электронной конфигурации зарядов и спектра энергии движений материальной системы частиц, в результате которой появляется свободный заряд. При этом изменение характера движений материальной системы частиц при изменении ее состояния соответствует переходу от финитного движения электрона в связанном состоянии из дискретного спектра энергий к инфинитному в состоянии из непрерывного спектра. Связывание электрона в поле излучения происходит:

при прилипании



при диссоциативном прилипании



при рекомбинации



Каждый из рассматриваемых столкновительных процессов (1)—(3) является, по сути, противоположным ионизации, т. е. обратным вырыванию электрона из нейтральной частицы или отрыву его от отрицательного иона во внешнем переменном электрическом поле, создаваемом излучением.

Присоединение электрона к нейтральной частице или положительному иону определяется переходом между начальным квазистационарным состоянием свободного электрона с непрерывным спектром энергии и конечным стационарным состоянием из дискретного спектра, связанного в тяжелой частице электрона. В отличие от этого в процессе ионизации квазистационарным является конечное состояние, а стационарным — начальное.

Таким образом, и в данном исследовании начальные и конечные состояния рассматриваемой материальной системы зарядов не только относятся к взаимно исключаящим событиям, но и характеризуются различными гамильтонианами. Это означает, что в рассматриваемых задачах для волновой

функции смешанного состояния тоже удобно использовать разложение в базисе неортогональных волновых функций, принцип построения которого изложен и обоснован в работах [2—5].

Начальное состояние материальной системы частиц в процессах прилипания (1), (2), т. е. левые части плазмохимических реакций, такие же, как и левые части рассмотренного в работах [6—8] процесса ионизации при совместном воздействии электронного удара и поля излучения на атом (молекулу):



Отличительной особенностью исследований процессов (1), (2), (4) является использование при формировании неортогонального базиса двухчастичных волновых функций в виде произведения одночастичных, что отвечает изначальной взаимной независимости состояний каждого из двух электронов, участвующих в формировании начального или конечного состояний материальной системы. В работах [2, 3, 6] при изучении бесстолкновительной ионизации одночастичной материальной системы в поле излучения (при многоквантовой фотоионизации водородоподобного атома) использовались лишь одноэлектронные волновые функции, а именно электрона, связанного в свободной тяжелой частице, и свободного электрона в переменном электрическом поле электромагнитной волны [7]. Подобное отличие не оказывает никакого влияния на принцип формирования неортогонального базиса волновых функций и интерпретацию получаемых результатов. По этой причине в дальнейшем используется координатная часть волновой функции смешанного состояния без учета обменного эффекта в двухчастичной функции и в предположении, что налетающий электрон и тяжелая частица, даже заряженная, в начальном состоянии взаимно независимы.

Если пренебречь влиянием взаимодействия тяжелых частиц (ионов или нейтральных) с внешним полем, то волновая функция смешанного электронного состояния для процесса прилипания (1) в простейшем случае, когда из всех возможных состояний связанного в тяжелой частице электрона принимается во внимание лишь основное, сводится к виду

$$\psi = \int \psi_A \psi_p dp + D_A \psi_A^-, \quad (5)$$

а для процессов диссоциативного прилипания (2) и рекомбинации (3) соответственно:

$$\psi = \int \psi_{AB} \psi_p dp + D_{AB} \psi_A \psi_B^-; \quad (6)$$

$$\psi = \int \psi_A^+ \psi_p dp + D \psi_A. \quad (7)$$

Здесь функции $\psi_A, \psi_{AB}, \psi_A^+, \psi_A^-, \psi_B^-$ есть точные решения стационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, состоящим из двух операторов — кинетической энергии связанных в тяжелой частице зарядов, точнее, электрона,

$$H_m = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial r^2}$$

и потенциальной энергии, определяемой взаимодействием всех зарядов, составляющих каждую из тяжелых частиц $Q = \{Q_A, Q_{AB}, Q_A^+, Q_A^-, Q_B^-\}$. Как указывалось, в разложениях (5) — (7) из всех возможных используются лишь волновые функции, соответствующие основному уровню из дискретного спектра энергий, отвечающих связанным состояниям электрона в тяжелых частицах. Функция

$$\psi_p \approx \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \left(p(t) r - \int_0^t V(t) dt \right) \right\} \quad (8)$$

является точным решением нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, состоящим из двух операторов — кинетической энергии свободного электрона и оператора энергии электродипольного взаимодействия электрона с переменным электрическим полем $V(t)$, создаваемым излучением. Согласно результатам работ [1, 6], функции ψ_p (8) представляют собой периодическую функцию времени, определяют квазистационарные состояния электрона, точнее заряда, в поле излучения, и играют ту же роль, что и известные стационарные волновые функции свободного заряда, являющиеся точным решением стационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, равным только кинетической энергии его движения и обобщенным импульсом $p(t)$.

Из уравнения Шредингера с гамильтонианом, соответствующим суммарной энергии сталкивающихся частиц в рассматриваемых процессах (1)—(3) и включающим кинетическую энергию всех зарядов, потенциальную энергию кулоновского взаимодействия зарядов тяжелых частиц между собой и со свободным электроном и энергию взаимодействия этого электрона с переменным электрическим полем, следует точное линейное дифференциальное уравнение для коэффициента D_A , определяющего амплитуду вероятности прилипания электрона в поле электромагнитной волны:

$$\frac{dD_A}{dt} + \frac{i}{\hbar} D_A \int \psi_A^{-*} (\Delta Q + V) \psi_A^- dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^{-*} Q_1 \psi_A \psi_p dr dp \quad (9)$$

и соответственно для коэффициентов D_{AB} , D , определяющих амплитуду вероятности диссоциативного прилипания и рекомбинации:

$$\frac{dD_{AB}}{dt} + \frac{i}{\hbar} D_{AB} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} (\Delta Q + V) \psi_A \psi_B^- dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} Q_1 \psi_{AB} \psi_p dr dp, \quad (10)$$

$$\frac{dD}{dt} + \frac{i}{\hbar} D \int \psi_A^* (\Delta Q + V) \psi_A dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p dr dp. \quad (11)$$

Здесь выражение $\Delta Q = \{Q_A + Q_1 - Q_A^-, Q_{AB} + Q_1 - Q_A - Q_B^-, Q_A^+ + Q_1 - Q_A\}$ характеризует отличие потенциальных энергий кулоновского взаимодействия зарядов, слагающих материальную систему в начальном и конечном состояниях; Q_1 — потенциальная энергия кулоновского взаимодействия свободного электрона со всеми остальными зарядами тяжелых частиц в начальном состоянии.

До тех пор, пока вероятность присоединения электрона в поле электромагнитной волны невелика $|D_A|^2, |D_{AB}|^2, |D|^2 \ll 1$, укороченные уравнения, соответствующие уравнениям (9)—(11), имеют вид:

$$\frac{dD_A}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^{-*} Q_1 \psi_A \psi_p dr dp;$$

$$\frac{dD_{AB}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^- Q_1 \psi_{AB} \psi_p drdp;$$

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p drdp.$$

По форме они аналогичны полученному впервые в работе [6], а затем в работах [2—4, 7] уравнению для амплитуды вероятности многоквантовой ионизации водородоподобного атома:

$$\frac{dC_p}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_p^* V \psi_o drdp = -\frac{i}{\hbar} V_{po},$$

и следовательно, их решение может быть записано аналитически, как интеграл от соответствующего матричного элемента из правых частей укороченных уравнений:

$$C_p = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_p^* V \psi_o drdp dt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T V_{po} dt; \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{aligned} D_A &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A \psi_p drdp dt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} dt; \\ D_{AB} &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^- Q_1 \psi_{AB} \psi_p drdp dt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} dt; \\ D &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p drdp dt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} dt. \end{aligned} \right. \quad (13)$$

Из сравнения формул (12) и (13) следует, что амплитуды вероятности процессов отрыва и связывания электрона в поле излучения определяются матричными элементами различных составляющих потенциальной системы зарядов. Установлено, что амплитуда вероятности многоквантового распада (ионизации) определяется матричным элементом электродипольного взаимодействия электрона с переменным электрическим полем, т. е. именно внешнее воздействие вызывает переход электрона из основного состояния дискретного спектра энергий, связанного в водородоподобном атоме электрона (его начальное стационарное состояние), в непрерывный (конечное квазистационарное состояние). Из (13) следует, что амплитуда вероятности присоединения (связывания) электрона во внешнем поле определяет матричный элемент кулоновского взаимодействия налетающего электрона со всеми остальными связанными зарядами материальной системы.

В рассматриваемой неортогональной квантовой механике для определения ионизации и присоединении электрона используется приближение, соответствующее условию малости амплитуды вероятности найти материальную систему зарядов в конечном состоянии для каждого из процессов взаимодействия электрона с водородоподобным атомом в поле излучения, а не малости самого внешнего воздействия или внешнего поля, что обычно предполагается при применении теории возмущений в классической "ортогональной" квантовой механике. Это означает, что выражения для вероятности рассматриваемых процессов, получаемые из соотношений (13), справедливы и в случае достаточно сильных полей. Для величины вероятности связывания электрона в единицу времени общее выражение для про-

и потенциальной энергии, определяемой взаимодействием всех зарядов, составляющих каждую из тяжелых частиц $Q = \{Q_A, Q_{AB}, Q_A^+, Q_A^-, Q_B^-\}$. Как указывалось, в разложениях (5) — (7) из всех возможных используются лишь волновые функции, соответствующие основному уровню из дискретного спектра энергий, отвечающих связанным состояниям электрона в тяжелых частицах. Функция

$$\psi_p \approx \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \left(p(t)r - \int_0^t V(t) dt \right) \right\} \quad (8)$$

является точным решением нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, состоящим из двух операторов — кинетической энергии свободного электрона и оператора энергии электродипольного взаимодействия электрона с переменным электрическим полем $V(t)$, создаваемым излучением. Согласно результатам работ [1, 6], функции ψ_p (8) представляют собой периодическую функцию времени, определяют квазистационарные состояния электрона, точнее заряда, в поле излучения, и играют ту же роль, что и известные стационарные волновые функции свободного заряда, являющиеся точным решением стационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, равным только кинетической энергии его движения и обобщенным импульсом $p(t)$.

Из уравнения Шредингера с гамильтонианом, соответствующим суммарной энергии сталкивающихся частиц в рассматриваемых процессах (1)—(3) и включающим кинетическую энергию всех зарядов, потенциальную энергию кулоновского взаимодействия зарядов тяжелых частиц между собой и со свободным электроном и энергию взаимодействия этого электрона с переменным электрическим полем, следует точное линейное дифференциальное уравнение для коэффициента D_A , определяющего амплитуду вероятности прилипания электрона в поле электромагнитной волны:

$$\frac{dD_A}{dt} + \frac{i}{\hbar} D_A \int \psi_A^{-*} (\Delta Q + V) \psi_A^- dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^{-*} Q_1 \psi_A \psi_p dr dp \quad (9)$$

и соответственно для коэффициентов D_{AB} , D , определяющих амплитуду вероятности диссоциативного прилипания и рекомбинации:

$$\frac{dD_{AB}}{dt} + \frac{i}{\hbar} D_{AB} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} (\Delta Q + V) \psi_A \psi_B^- dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} Q_1 \psi_{AB} \psi_p dr dp, \quad (10)$$

$$\frac{dD}{dt} + \frac{i}{\hbar} D \int \psi_A^* (\Delta Q + V) \psi_A dr = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p dr dp. \quad (11)$$

Здесь выражение $\Delta Q = \{Q_A + Q_1 - Q_A^-, Q_{AB} + Q_1 - Q_A - Q_B^-, Q_A^+ + Q_1 - Q_A\}$ характеризует отличие потенциальных энергий кулоновского взаимодействия зарядов, слагающих материальную систему в начальном и конечном состояниях; Q_1 — потенциальная энергия кулоновского взаимодействия свободного электрона со всеми остальными зарядами тяжелых частиц в начальном состоянии.

До тех пор, пока вероятность присоединения электрона в поле электромагнитной волны невелика $|D_A|^2, |D_{AB}|^2, |D|^2 \ll 1$, укороченные уравнения, соответствующие уравнениям (9)—(11), имеют вид:

$$\frac{dD_A}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^{-*} Q_1 \psi_A \psi_p dr dp;$$

$$\frac{dD_{AB}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} Q_1 \psi_{AB} \psi_p \, drdp;$$

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p \, drdp.$$

По форме они аналогичны полученному впервые в работе [6], а затем в работах [2—4, 7] уравнению для амплитуды вероятности многоквантовой ионизации водородоподобного атома:

$$\frac{dC_p}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_p^* V \psi_0 \, drdp = -\frac{i}{\hbar} V_{p0},$$

и следовательно, их решение может быть записано аналитически, как интеграл от соответствующего матричного элемента из правых частей укороченных уравнений:

$$C_p = -\frac{i}{\hbar} \int \psi_p^* V \psi_0 \, drdpdt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T V_{p0} \, dt; \tag{12}$$

$$\left\{ \begin{aligned} D_A &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^{-*} Q_1 \psi_A \psi_p \, drdpdt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} \, dt; \\ D_{AB} &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* \psi_B^{-*} Q_1 \psi_{AB} \psi_p \, drdpdt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} \, dt; \\ D &= -\frac{i}{\hbar} \int \psi_A^* Q_1 \psi_A^+ \psi_p \, drdpdt = -\frac{i}{\hbar} \int_0^T (Q_1)_{op} \, dt. \end{aligned} \right. \tag{13}$$

Из сравнения формул (12) и (13) следует, что амплитуды вероятности процессов отрыва и связывания электрона в поле излучения определяются матричными элементами различных составляющих потенциальной системы зарядов. Установлено, что амплитуда вероятности многоквантового распада (ионизации) определяется матричным элементом электродипольного взаимодействия электрона с переменным электрическим полем, т. е. именно внешнее воздействие вызывает переход электрона из основного состояния дискретного спектра энергий, связанного в водородоподобном атоме электрона (его начальное стационарное состояние), в непрерывный (конечное квазистационарное состояние). Из (13) следует, что амплитуда вероятности присоединения (связывания) электрона во внешнем поле определяет матричный элемент кулоновского взаимодействия налетающего электрона со всеми остальными связанными зарядами материальной системы.

В рассматриваемой неортогональной квантовой механике для определения ионизации и присоединении электрона используется приближение, соответствующее условию малости амплитуды вероятности найти материальную систему зарядов в конечном состоянии для каждого из процессов взаимодействия электрона с водородоподобным атомом в поле излучения, а не малости самого внешнего воздействия или внешнего поля, что обычно предполагается при применении теории возмущений в классической "ортогональной" квантовой механике. Это означает, что выражения для вероятности рассматриваемых процессов, получаемые из соотношений (13), справедливы и в случае достаточно сильных полей. Для величины вероятности связывания электрона в единицу времени общее выражение для про-

цессов (1) — (3) по форме аналогично полученному ранее для многоквантовой ионизации, но с другим матричным элементом, неявно зависящим от внешнего поля:

$$W = \frac{2}{\hbar^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \operatorname{Re} \left\{ (Q_1)_{\text{оп}} \int_0^T (Q_1)_{\text{оп}}^* dt \right\}. \quad (14)$$

Поскольку правые части формул (13) содержат периодически зависящие от времени волновые функции ψ_p , то выражение (14) можно представить суммой вероятностей различных многоквантовых процессов перехода между состояниями различной физической природы, энергии которых связаны условием резонанса, которое для вероятности процесса прилипания (1) можно записать в виде:

$$\frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2} + (E_A - E_A^-) + n\hbar\omega = 0, \quad (15)$$

а для процессов диссоциативного прилипания и рекомбинации (2), (3) соответственно:

$$\frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2} + (E_{AB} + E_A - E_B^-) \pm n\hbar\omega = 0; \quad (16)$$

$$\frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2} + (E_A^+ - E_A) \pm n\hbar\omega = 0, \quad (17)$$

где ω , ξ — частота и амплитуда напряженности переменного электрического поля, создаваемого излучением.

В работе Л. В. Келдыша по многоквантовой ионизации водородоподобного атома [6] условие резонанса выглядело аналогично:

$$\frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2} - I \pm n\hbar\omega = 0, \quad (18)$$

где I — потенциал ионизации (энергия связи электрона в атоме), а в работах [7—9] получено подобное вышеуказанным выражение для случая ионизации при одновременном действии поля излучения и электронного удара:

$$\frac{p_1^2}{2m} - \frac{p_1'^2}{2m} + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2} - I \pm n\hbar\omega = 0, \quad (19)$$

где p_1, p_1' — импульс налетающего на атом электрона до и после соударения.

Из сравнения условий резонанса (15)—(17) и (18)—(19) следует, что каждое из них содержит добавку $\frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2}$ характерную для n -квантового резонансного перехода между электронными состояниями различной физической природы — стационарным и квазистационарным. Во всех предшествующих работах, посвященных многоквантовой ионизации, эта добавка рассматривалась в качестве величины эффективного снижения

материальной системы различного характера, а точнее, рассматривался некоторый эффективный потенциал ионизации:

$$I_{\text{эф}} = I - \frac{e^2 \xi^2}{4m\omega^2}.$$

Но тогда именно эта величина энергии должна служить в качестве верхней границы внутренней энергии системы связанных в тяжелой частице зарядов. С другой стороны, если резонансные условия (15)—(19) считать балансными соотношениями, характеризующими закон перераспределения энергии между сталкивающимися в поле излучения частицами, включая фотоны, то, как следует, например, из формулы (19) и на что впервые обратил внимание В. М. Буймистров [7], в результате совместного воздействия электрона и поля излучения на водородоподобный атом изменение кинетической энергии налетающего электрона можно рассматривать состоящим не только из поглощаемой или испускаемой энергии фотонов, но и из изменения внутренней энергии этого атома вследствие возбуждения, ионизации и т. д.

Это обстоятельство позволило авторам работ [7—9] предложить новую интерпретацию, казалось бы, известного эффекта тормозного излучения с учетом возбуждения "рассеивающего центра".

Таким образом, проведенные исследования показывают, что во внешнем поле излучения прямой переход электрона из дискретного спектра энергий движения в непрерывный, а также противоположный (обратный) ему переход обладают как общими чертами, так и принципиальными отличиями. К числу общих особенностей относится существование многоквантового резонансного соотношения, характеризующего перераспределение энергии между различными степенями свободы движений сталкивающихся частиц в поле излучения. Сам механизм перехода является общим и его можно рассматривать как резонансный туннельный переход между стационарными и квазистационарными состояниями зарядов. Принципиальное отличие содержится в величине амплитуд вероятности этих процессов, определяемых матричными элементами разных частей гамильтониана, с различной зависимостью от параметров внешнего электрического поля, создаваемого излучением.

Именно это отличие в зависимости от напряженности электрического поля для амплитуд вероятностей позволяет сделать вывод о том, что в общем случае взаимно противоположные процессы не являются взаимно обратными. Таким образом, можно утверждать, что при фиксированных значениях частоты и напряженности электрического поля формирование отрицательно заряженного компонента ионизованного газа может проходить либо вследствие ионизации и появления свободных электронов, либо вследствие процессов прилипания с образованием отрицательных ионов за счет связывания электрона с тяжелой частицей [10, 11]. Аналогичный вывод получен в работе [12] при решении модельной квантовой задачи о туннелировании электрона из твердого тела в газ в постоянном электрическом поле квазиклассическим методом. Оценочные расчеты величин вероятности, по утверждению автора, согласуются с экспериментом.

Литература

1. Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ. 1966. Т.51. № 5(11). С. 1491.
2. Бутылкин В. С., Кудреватова О. В. // ТМФ. 1970. Т.5. № 1. С. 154.
3. Кудреватова О. В. // Там же. 1972. Т.11. № 3. С. 377.

3. Кудреватова О. В. // Там же. 1972. Т.11. № 3. С. 377.
4. Кудреватова О. В. // ТМФ. 1974. Т.18. № 3. С. 401.
5. Кудреватова О. В. // Сб. Синтез соединений в плазме, содержащей углеводы / ИНХС АН СССР. — М., 1985. С. 6.
6. Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т.47. № 5(11). С. 1945.
7. Буймистров В. М. // Укр. Физ. журн. 1972. Т.17. С. 640.
8. Паздерский В. А., Паралис Э. С., Скворцова Е. В. // ФП. 1991. Т.17, № 11. С. 1356.
9. Паздерский В. А., Усаченко В. П., Юровский В. А. // Изв. Вузов. Сер. Физика. 1983. Т.26, № 5. С. 60.
10. Кудреватова О. В. // XI Всесоюз. конф. по физике электр. и атомн. столкновений (XI ВКЭАС, Чебоксары, 25—28 июня, 1991): Тез. докл. / Изд-во Чуваш. гос. ун-та, 1991. С. 166.
11. Kudrevatova O. V. // Microwave plasma and its applications. Physical vacuum and new interactions in nature. Intern. workshops, Zvenigorod, Russia, Sept., 5—8, 1994, Abstr., P. 76.
12. Красняк Ю. В., Синкевич О. А. // ЖТФ. 1991. Т.61. № 9. С. 130.

Статья поступила в редакцию 23 июня 1995 г.

NON-ORTHOGONAL QUANTUM MECHANICS TO DESCRIBE AN ELECTRON BREAK-LOOSENING AND JOINING PROCESSES IN EXTERNAL ALTERNATING ELECTRIC FIELD

O. V. Kudrevatova

State Research-and-production Corp. "Tory", Moscow, Russia

In this work the analytical expressions for the electron break-loosening (ionization) and joining (adherence, recombination) processes probabilities in an alternating electric field created by radiation are given. The mechanism of each of the possible electron transition between the states from the discrete and continuous energy spectra is shown to be the same in reality and to be the multiphoton tunnel transition between an electron states of a different physical nature. Because of such distinction between the initial and final states of the mutually opposite processes under electron transition considered, their probabilities are characterized by the matrix elements of hamiltonian different parts. This circumstance points out the irreversibility in the ionized medium formation phenomena.