

РЕЗОНАНСНЫЕ И АНОМАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ АССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ С УЧАСТИЕМ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ

© 2023 г. Г. В. Голубков^{1,2}, Н. Н. Безуглов³, А. Н. Ключарев³, М. Г. Голубков^{1*}

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: golubkov@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 05.05.2023;

после доработки 16.05.2023;

принята в печать 22.05.2023

В рамках стохастического подхода выполнен анализ особенностей резонансной и аномальной структур спектров ассоциативной ионизации (АИ) для случая дипольно-дипольного взаимодействия ридберговских атомов. Использование такого подхода позволяет количественно описать реакцию АИ с образованием положительно заряженного молекулярного иона. Обнаружено, что эффективность несимметричных процессов ионизации для оже-переходов может на порядки превышать эффективность симметричных. Обсуждена важная роль этого явления для развития современных квантовых прикладных исследований и представлений о процессах ионизации, протекающих в ионосфере. Полученные результаты могут быть использованы для решения ряда принципиальных проблем физики плазмы ионосферы. Особенно это касается эффекта “временной задержки” сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), что, в свою очередь, существенно влияет на устойчивость работы ГНСС и дистанционное зондирование поверхности Земли.

Ключевые слова: ридберговский атом, дипольно-дипольное взаимодействие, ассоциативная ионизация, свободные электроны и ионы, временная задержка сигналов ГНСС.

DOI: 10.31857/S0207401X23100060, EDN: SDBZXY

1. ВВЕДЕНИЕ

В начале 1990-х годов в литературе были опубликованы две обзорные работы, посвященные анализу динамики процессов образования молекулярных ионов при медленных столкновениях двух ридберговских атомов (РА) [1, 2]. Они являются весьма перспективным объектом исследования, так как обладают большими дипольными моментами, которые эффективно взаимодействуют друг с другом и легко поддаются управлению внешними полями [3]. Более того, высоковозбужденные РА представляют значительный интерес, поскольку столкновения с их участием протекают, как правило, через стадию образования промежуточного ридберговского комплекса и стимулируют процессы хемоионизации. Схема высоковозбужденного комплекса в системе координат, связанной с квазимолекулой $A^{**} + A^{**}$ представлена на рис. 1. Поведение каждого слабосвязанного ридберговского электрона (РЭ) с учетом обменного взаимодействия здесь можно представить как движение в двухцентровом куло-

новском потенциале, которое нарушается за счет рассеяния на каждом ионном остоле A^+ .

Впервые проведение подобных исследований было инициировано чл.-корр. АН СССР С.Э. Фришем [4]. Процессы хемоионизации рассматривались в рамках модели дипольной резонансной ионизации, индуцированной наличием переменного дипольного момента ионного комплекса $A^+ - A$, величина которого равна [5]

$$D = R \cos \left(\int_{-\infty}^t \Delta(R(\tau)) d\tau \right) / 2, \quad (1)$$

где R – межатомное расстояние. Существование дипольного момента приводит к возникновению микроволнового поля с частотой ω , равной величине обменного расщепления Δ между термами Σ_g^- и Σ_u^+ молекулярного иона. Ионизация происходит в области межатомных расстояний, где величина $\omega = \Delta(R)$ превышает энергию связи электрона

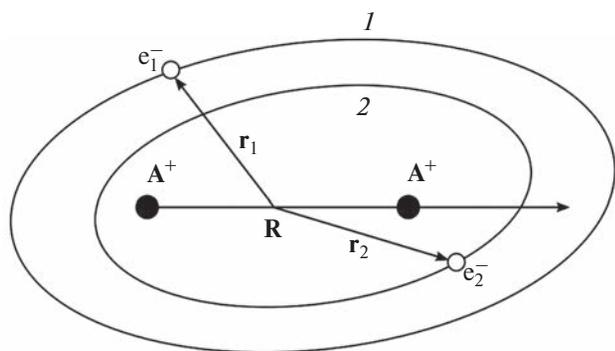


Рис. 1. Схема высоковозбужденного ридберговского комплекса $A^{**} + A^{**}$ в системе координат, связанной с квазимолекулой. Цифрами 1 и 2 обозначены орбиты движения электронов.

$$E_{\text{св}} = -\frac{1}{2n_1^2 \ell_1}, \quad (2)$$

начиная с пороговой точки квазипересечения потенциальных кривых R_0 (см. рис. 2). Величины n_1 и ℓ_1 , входящие в (2), представляют собой соответственно главное квантовое число и орбитальный момент РЭ первого атома. Отметим, что здесь и в дальнейшем используется атомная система единиц: $\hbar = m_e = e = 1$, где \hbar – постоянная Планка, m_e и e – масса и заряд электрона.

При автоионизационном распаде квазимолекулярного терма выполнение принципа Франка–Кондона иллюстрируется сохранением разности ординат точек 1 и 2, 3 и 4 (см. рис. 2), т.е.

$$U(1) - U(2) = U(3) - U(4). \quad (3)$$

Если точка 3 расположена выше предела диссоциации молекулярного иона XY^+ , то канал ионизации пеннинговского типа с образованием атомарного иона и электрона становится предпочтительным. В противном случае образуется молекулярный ион в стабильном колебательно-возбужденном состоянии. При энергии $E < U(R_0)$ вероятность акта ионизации, определяемая проникаемостью потенциального барьера, невелика [5].

Дальнейшее развитие теории потребовало учета целой совокупности квазипересечений потенциальных кривых ридберговского комплекса на основе представлений о динамическом хаосе [6, 7]. Хаос возникает при рассмотрении трех типов движений. К первому типу относится поведение РА во внешнем электромагнитном поле. Второй тип включает столкновительные процессы в низкотемпературной плазме. Третий тип связан с наличием сильной неадиабатической связи электронного и ядерного движений в ридберговском комплексе в условиях ультрахолодной плазмы.

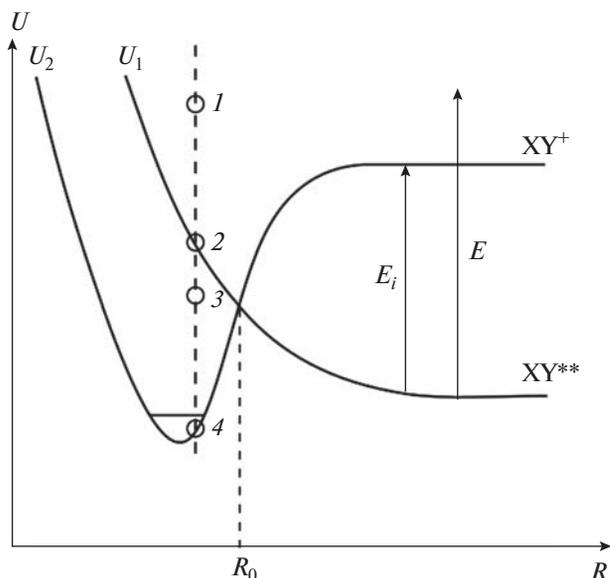


Рис. 2. Потенциальные кривые ридберговского комплекса XY^{**} и молекулярного иона XY^+ для случая, когда суммарная энергия партнеров меньше потенциалов ионизации атомов. Точки 1–4 отвечают соотношению (3).

Введение статистического описания движения РЭ в поле квазимонохроматической электромагнитной волны возможно, когда длина волны медленного электрона меньше амплитуды пространственных осцилляций траектории его движения, вызванных внешним полем [8]. Поскольку для формирования стохастичности требуется достаточно большое время, динамический хаос проявляется как для субтепловых, так и для холодных режимов столкновений возбужденных частиц.

Прогнозирование влияния на биосферу Земли микроволнового излучения нижней ионосферы, индуцированного геомагнитными возмущениями, невозможно проводить без учета процессов, протекающих с участием ридберговских состояний [9–14]. В этих условиях эффективно заселяются орбитально “вырожденные” состояния, в которых спектральные различия ридберговских атомов и молекул (без учета их вибронной связи) нивелируются [15]. Особенности спектра излучения земной атмосферы могут быть обусловлены также тем, что высоковозбужденные состояния в ионосферной плазме и верхнем слое атмосферы необратимо возмущаются (перемешиваются) нейтральными компонентами среды [16]. Оптические переходы в этом случае происходят между состояниями с $\Delta n \geq 0$, где n – главное квантовое число. Однако преимущественно излучение наблюдается в спектре ИК-излучения для переходов с $\Delta n = 1$, где $10 \leq n \leq 30$, что соответствует диапазону существования ридберговской квазимолекулы.

Успехи в развитии стохастической динамики газовых сред были достигнуты для теплового и субтеплового диапазонов энергии частиц [5–7]. Сегодня в связи с тем, что холодные среды начинают находить применение в новых технологиях, возникла проблема хаоса, например для ультрахолодной плазмы в магнитооптических системах. Ансамбль холодных РА представляет значительный интерес в связи с фундаментальными проблемами квантовой физики холодной плазмы и с перспективой использования подобных систем в прикладных задачах, превращая ультрахолодный газ в идеальный объект квантовых манипуляций при реализации на практике логических схем квантовой информатики [17]. Источником неустойчивости ридберговского газа служат процессы перемешивания ридберговских состояний, приводящие к стохастической миграции возбуждения в континуум энергии. В связи с этим становятся актуальными исследования случайных процессов, влияющих на развитие стохастического режима (например, сбой фазы) в динамике высоковозбужденных атомных систем.

Столкновение РА, обладающих большими значениями главных квантовых чисел, отвечает случаю диполь-дипольного взаимодействия между ними. При наличии резонанса Фёрстера (РФ), когда уровни ℓ -серии с орбитальным моментом ℓ расположены между соседними уровнями $(\ell - 1)$ - или $(\ell + 1)$ -серий, в “элементарном” акте процесса возможно проявление детерминированного динамического хаоса. Заметим, что введенная Ферми в работе [8] структура возбужденной квазимолекулы с успехом использовалась ранее для описания процессов уширения и сдвига спектральных линий [10, 11].

Цель данного исследования заключалась в установлении особенностей резонансной и аномальной структур спектров ассоциативной ионизации (АИ) в рамках стохастического подхода для случая дипольно-дипольного взаимодействия РА с образованием положительно заряженных молекулярных ионов.

Статья включает семь разделов. В разд. 2 и 3 дано описание дипольного резонансного механизма образования молекулярного иона и рассмотрена ионизационная неустойчивость ридберговского кластера при наличии дипольного взаимодействия, а также обсуждены особенности поведения РА в приближении стохастической динамики. Раздел 4 посвящен описанию эволюции орбитального момента высоковозбужденного ридберговского водородоподобного атома в микроволновом электрическом поле. Аномалии спектров РА в случае двухфотонного резонанса Штарка рассмотрены в разд. 5. Диполь-дипольные процессы на стадии образования холодной плазмы обсуждаются в разд. 6. Процессы искажения и времен-

ной задержки распространения навигационных спутниковых радиосигналов за счет многократного рассеяния на ридберговских квазимолекулах в низкотемпературной ионосферной плазме рассмотрены в заключительном разд. 7.

2. ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ

Согласно работе Ферми [8], ридберговская квазимолекула водорода состоит из РЭ, валентного электрона атома-партнера и двух кулоновских центров, расположенных на расстояниях, меньших размеров орбиты РЭ (см. рис. 1). Обменное взаимодействие двух кулоновских центров приводит к возникновению переменного дипольного момента, осциллирующего с частотой, соответствующей расщеплению термов водородоподобного атома. В свою очередь, дипольный момент индуцирует возникновение микроволнового поля с частотой, зависящей от межъядерного расстояния R . При тепловых столкновениях РА с атомами, находящимися в основном состоянии, процесс образования молекулярного иона происходит в области квазипересечения молекулярного и ионного термов. Заметим, что в тепловом диапазоне энергии экспериментальные значения констант скорости АИ с участием РА в максимуме достигают величин порядка 10^{-9} – 10^{-8} $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Величиной того же порядка могут оказаться константы несимметричных процессов [18].

3. РИДБЕРГОВСКИЙ АТОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ СТОХАСТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ

Модель дипольного резонансного механизма (ДРМ) сыграла большую роль в развитии исследований процессов АИ с участием РА. Однако без обсуждения оставался вопрос о сохранении первичной селективности возбуждения РА в присутствии микроволнового поля. На это обстоятельство в свое время было обращено внимание в работах [10, 11].

В присутствии микроволнового поля можно ожидать миграции РЭ по уровням энергии РА, что следует из современных представлений о детерминизме и хаосе в атомных структурах [12]. Примером такого рода может служить ансамбль возбужденных атомов, энергия которых близка к одному из “резонансных” значений, приводящих к развитию ионизационной неустойчивости в микроволновом поле.

Обсуждение процессов стохастического типа блуждания РЭ по уровням высоковозбужденного атома водорода в микроволновом электрическом поле проведено в работах [17, 18]. Исследованием,

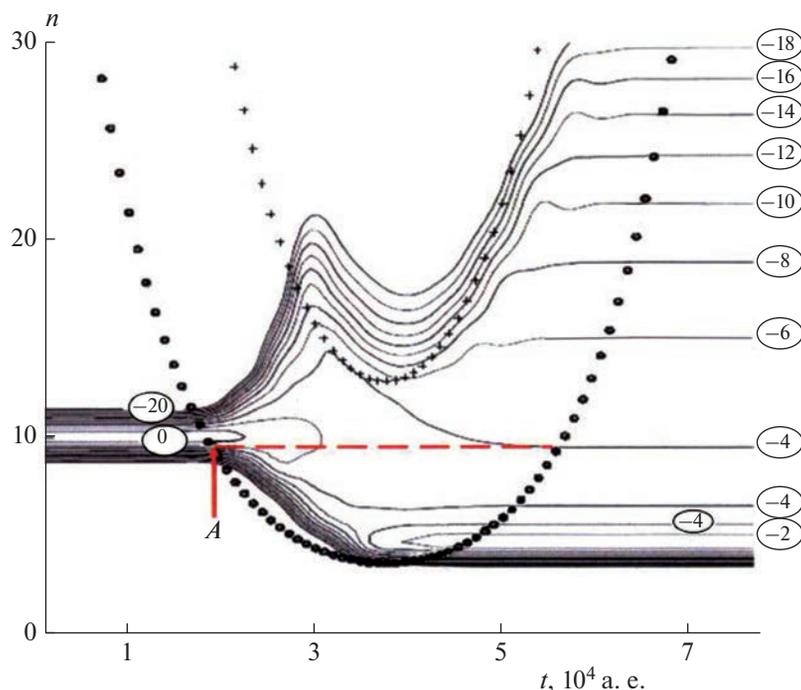


Рис. 3. Результаты численного анализа стохастического уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова с переменными граничными условиями для диффузии РЭ с начальным селективным возбуждением состояния $n_0 = 10$ водородоподобного атома. Сплошные линии соответствуют значениям функции $\ln(p(n,t))$, расположенным у соответствующих кривых.

результаты которого не потеряли своего значения вплоть до настоящего времени, стала работа [19], где была обоснована применимость квазиклассического описания поведения оптического электрона высоковозбужденного атома в микроволновом электрическом поле. Кроме того, было найдено критическое значение поля для перехода РЭ в стохастический режим движения при перекрытии нелинейных резонансов. При этом в теории предполагалось выполнение условия сохранения орбитального момента ℓ у РЭ. Позднее в рамках численного эксперимента [20] был проведен анализ стохастического уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова с переменными граничными условиями на примере диффузии РЭ при первичном селективном возбуждении $10n$ -состояния водородоподобного атома. Показано, что в диапазоне порядка времени взаимодействия $PA + A$ существует нижняя граница хаотического процесса и верхний ионизационный предел (см. рис. 3).

Перечислим основные положения модели диффузионной ионизации с образованием молекулярного иона при тепловых столкновениях ридберговских водородоподобных атомов. К ним относятся:

1) формулировка столкновительной динамики процесса взаимодействия, которая определяет его зависимость от времени;

2) понятие среднего эффективного времени диффузии, за которое РЭ, начиная с начального уровня n_0 , может достичь своего ионизационного предела, т.е.

$$\tau_{ef}(n_0) = \frac{\omega_L^{4/3}}{0.65F^2} n_0^2 \left(1 - \frac{n_c}{2n_0} \right) \quad (4)$$

(ω_L – начальное расщепление, F – напряженность “внутреннего” микроволнового поля, n_c – критическое значение n , соответствующее детерминированности траекторного движения РЭ для случая $n < n_c$), что позволяет проводить сравнение с экспериментом и упростить расчеты [17];

3) возмущение движения РЭ “внутренним” микроволновым полем должно превышать свою критическую величину, которую следует оценить, используя критерий перекрытия резонансов “по Чирикову” [21];

4) наличие верхнего предела возбужденных состояний, который связан с возможностью достижения РЭ ионизационного континуума по каналу фотоионизации;

5) перекрытие области стохастизации на нижнем пределе значений n_{ef} вследствие увеличения расстояния между соседними уровнями энергии PA (см. рис. 3, где приведены результаты расчета эволюции во времени функции распределения

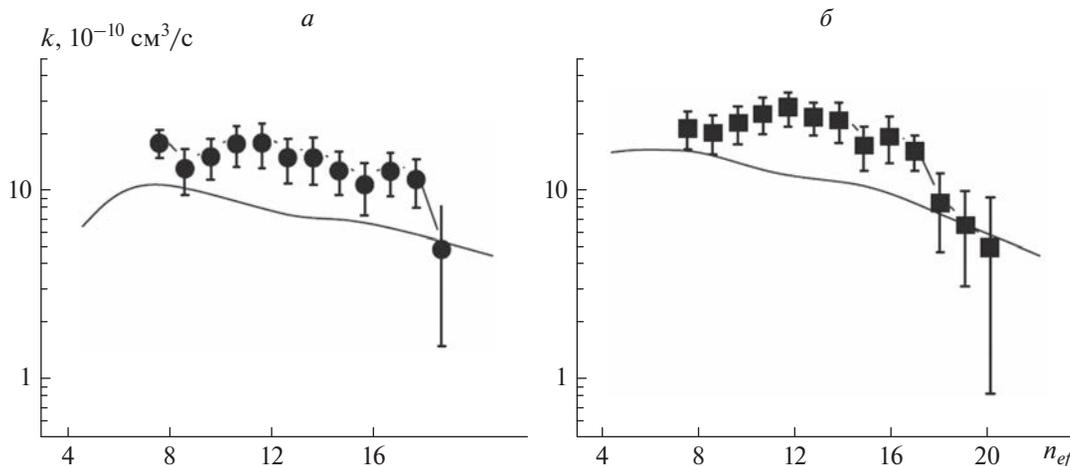


Рис. 4. Значения констант скоростей k (10^{-10} см³/с) реакции ассоциативной ионизации РА натрия: *a* – в nS -состояниях; *б* – в nD -состояниях. Символами обозначены результаты измерения для двух пересекающихся под углом 90° пучков, сплошная кривая – расчет в приближении Вайскопфа [23].

$\ln \rho(n, t)$ связанных состояний электрона по главному квантовому числу n для начального состояния $n_0 = 10$ [22]);

6) эффективное время развития диффузионной ионизации должно быть меньше характерного времени неупругих столкновений;

7) расчеты эффективности стохастических процессов ионизации ридберговских состояний проводился в рамках предложенной выше модели ДРМ.

Сплошными линиями на рис. 3 показана карта уровней и указаны значения $\ln(\rho(n, t))$, которые нанесены рядом с соответствующими кривыми. Положение минимумов граничных кривых определяется точкой поворота с минимальным сближением ядер. Видно, что пока начальное значение $n_0 = 10$ находится ниже $n_{min}(R(t))$ (временная область левее точки *A*), т.е. $n_0 = 10$ лежит в регулярной области, диффузии вдоль оси n не происходит. Она начинает развиваться после момента (точка *A*) входа начального значения $n_0 = 10$ в область стохастичности, лежащей выше кривой $n_{min}(R(t))$. В результате стохастической диффузии РЭ имеет конечную вероятность достичь границы ионизации и переходит в континуум энергий по каналу ионизации. В этом случае ионизация определяется как вероятность выхода электрона из области связанных состояний.

На рис. 4 приведены константы скоростей процессов АИ в столкновениях двух пересекающихся под углом 90° пучков атомов натрия, измеренные в работе [23] и рассчитанные в рамках диффузионного механизма ионизации с использованием приближения Вайскопфа в теории уширения и сдвига спектральных линий [24].

В теории детерминированного хаоса ширины динамических резонансов непосредственно связаны со значениями оператора возмущения. Это позволяет выразить коэффициент диффузии РЭ во внешнем микроволновом поле через его динамические характеристики.

Количественный анализ процессов с сильной стохастизацией траекторий частиц предполагает использование устойчивой “симплектической” схемы численного расчета параметров процесса в рамках техники Флоке [25, 26] и метода геометрического интегрирования [27].

4. ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА РИДБЕРГОВСКОГО ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА В МИКРОВОЛНОВОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Понятие орбитального момента электрона ридберговского водородоподобного атома является одним из ключевых в теории атом-атомных столкновений. В квазиклассическом приближении орбитальный момент равен $L = \ell + 0.5$, где величина 0.5 – это поправка Лангера [28]. Заметим, что в работе [19], авторы которой во многом положили начало современным представлениям о квантовых параметрах электрона в микроволновом поле, этот вопрос не рассматривался.

В настоящее время процессы с участием РА широко используются в квантовых вариантах прикладных исследований. При этом возникают вопросы сохранения начальных параметров РЭ во внешнем микроволновом электрическом поле. В работах [25, 29] такая задача рассматривалась на примере орбитального момента РЭ в представлении глобального хаоса.

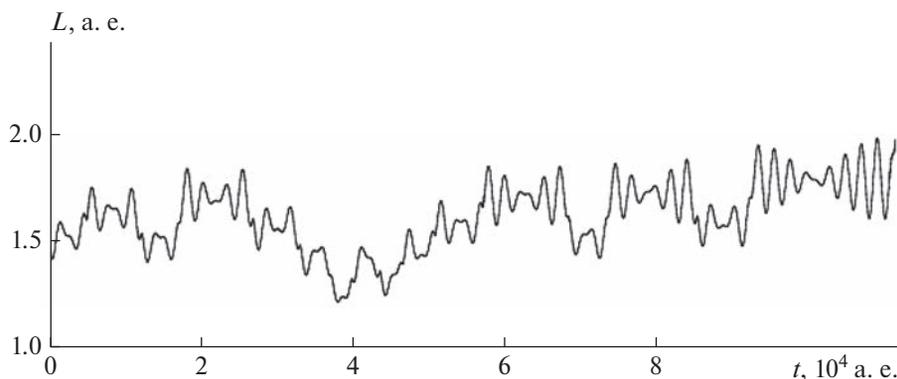


Рис. 5. Временная зависимость углового момента РЭ при параллельной взаимной ориентации вектора Рунге–Ленца–Лапласа A_0 и вектора поляризации поля E .

На рис. 5 приведен пример эволюции орбитального момента РЭ в микроволновом электрическом поле. На временах порядка времени развития диффузионной ионизации она практически не изменялась при конфигурации параметров $E \parallel A_0$. Здесь E — вектор напряженности микроволнового поля, A_0 — вектор Рунге–Ленца–Лапласа, регламентирующий параметры кеплеровской орбиты [28, 30].

На рис. 6 представлена зависимость углового момента L РЭ от времени развития глобального хаоса в 2D-атоме водорода, отвечающая начальной конфигурации с расположением вектора напряженности поля в плоскости орбиты электрона [25]. Для всех остальных возможных конфигураций орбитальный момент РЭ в микроволновом поле, как показано на рис. 6, может изменяться более существенно. Однако следует указать по крайней мере на две возможности ослабления влияния орбитального момента частицы на процесс диффузионной ионизации, когда выполняются следующие условия:

1) значение орбитального момента в эффективном процессе ионизации не достигает своего критического значения L_c , которое ограничивает сверху область развития глобального хаоса;

2) вследствие слабой зависимости критических значений напряженности микроволнового поля от L и соответствующего коэффициента диффузии в уравнениях типа Фоккера–Планка при $L < L_c$ характерное время диффузионной (стохастической) ионизации оказывается меньше времени существенного изменения L в рамках модели глобального хаоса.

Вопрос сохранения орбитального момента ℓ ридберговского атома приобретает новый смысл в ионосфере Земли (см., например, [3, 5]). В этом случае взаимодействие РА с нейтральными молекулами приводит к процессу l -перемешивания при сохранении значений главного квантового

числа в квазимолекуле, термы которой расщеплены на отдельные мультиплеты. Переходы между ними инициируют СВЧ-излучение дециметрового диапазона. При больших значениях полного углового момента квазимолекулы, когда квантовые различия между вырожденными состояниями квазимолекулы нивелируются, спектр излучения оказывается независимым от химического состава комплекса (РА + нейтральная частица среды) и радиационные переходы происходят без изменения главного квантового числа ($\Delta n = 0$). Случаю небольших изменений значения главного квантового числа $\Delta n \ll n$ соответствуют переходы микроволнового излучения [3].

5. АНОМАЛИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА ШТАРКА

Большие значения вероятностей дипольных переходов в водородоподобных атомах стимулируют их использование в квантовых прикладных исследованиях. В полной мере это относится к случаю двухфотонного резонанса Штарка (или РФ) [31] для структуры S -, P - и D -термов щелочных атомов, когда ℓ -терм расположен посередине между двумя соседними термами — $(\ell - 1)$ и $(\ell + 1)$. На рис. 7 представлено схематическое изображение структуры энергетических уровней для щелочных атомов, соответствующих реализации РФ.

В геокосмических условиях такому условию удовлетворяет естественная трехмерная структура атома Na, получившая в литературе название “трехмерного квантового осциллятора” [32], в котором “подавлены” длинноволновые переходы. По литературным данным условие резонанса Фёрстера достигается для атомов щелочных металлов в слабых электрических полях — порядка 2 В/см.

Выше были рассмотрены резонансные процессы образования молекулярных ионов в тепловом

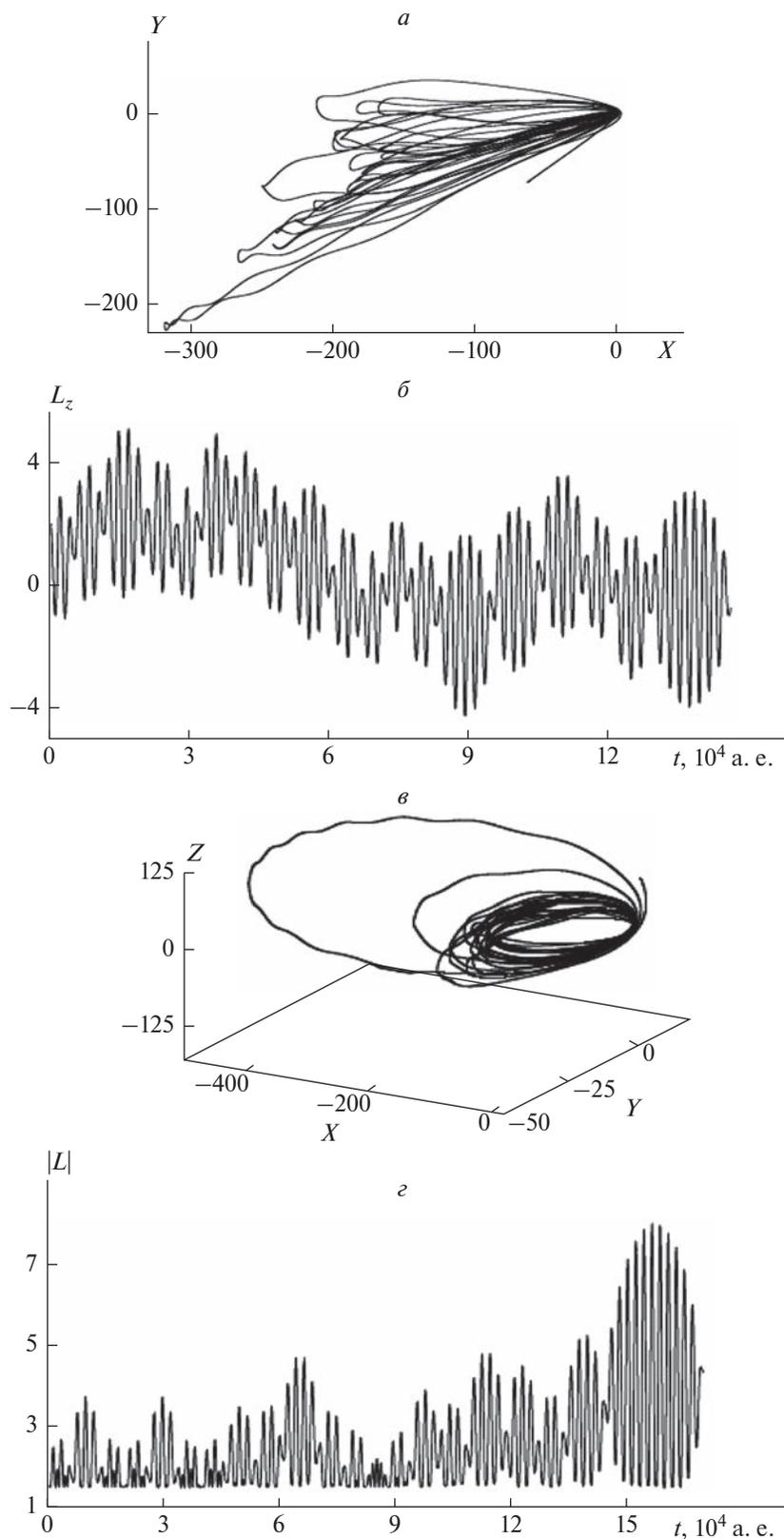


Рис. 6. Траектории РЭ и эволюция его углового момента \mathbf{L} для $10p$ -состояния атома водорода: *a* – случай 2D-движения РЭ в плоскости $\{XY\}$; *б* – эволюция проекции L_z его углового момента на ось Z , ортогональную плоскости движения $\{XY\}$; *в* – случай 3D-движения РЭ; *г* – эволюция $|\mathbf{L}|$. Критическое значение орбитального момента $L_c = 10$.

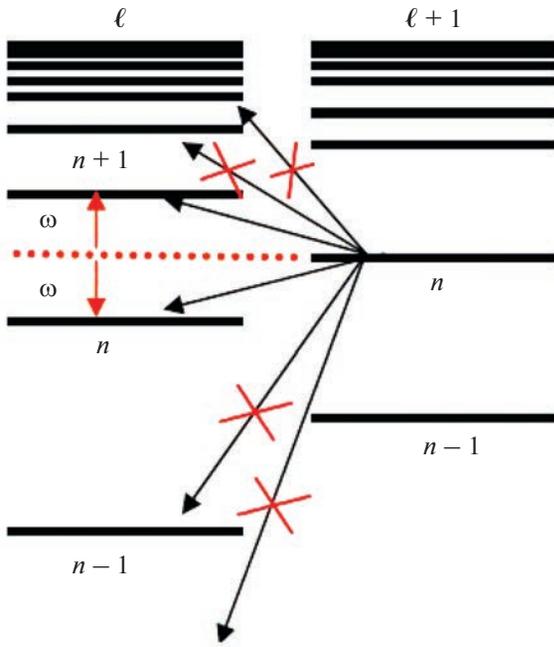


Рис. 7. Структура энергетических уровней для щелочных атомов, соответствующих реализации резонанса Фёстера между квантовыми состояниями $(\ell + 1)$ и ℓ атомных серий.

диапазоне энергии в микроволновом электрическом поле. Ниже приведены результаты селективного возбуждения атомов в слабом микроволновом поле, представляющие интерес для квантовых методов управления движением отдельных атомов в рамках структуры трехквантового осциллятора. Такие задачи удобно решать в рамках строения возбужденного атома по Зоммерфельду [33], отличающегося от чисто кулоновского наличием слагаемого центростремительного типа:

$$U_{\alpha}(r) = -\frac{1}{r} + \frac{\alpha}{2r^2}. \quad (5)$$

Анализ, проведенный в работе [34], показал, что в этом случае реализация условий РФ происходит для двух значений параметра α : $\alpha_1 = 2.82$ (для p - s -переходов) и $\alpha_2 = 11.8$ (для d - p -переходов).

На рис. 8 приведены результаты расчетов полной вероятности $A_{n\ell}$ спонтанных переходов из возбужденных S - и P -состояний в модельном атоме Зоммерфельда при варьировании значений параметра α , где величина $\alpha = 0$ отвечает случаю атома водорода. Результаты расчета позволяют оценить роль РФ в подавлении значений дипольных матричных переходов, т.е. получить представление о влиянии внешних электрических полей на динамику процессов диффузионной ионизации.

В квазиклассическом приближении удобной характеристикой времени ионизации может слу-

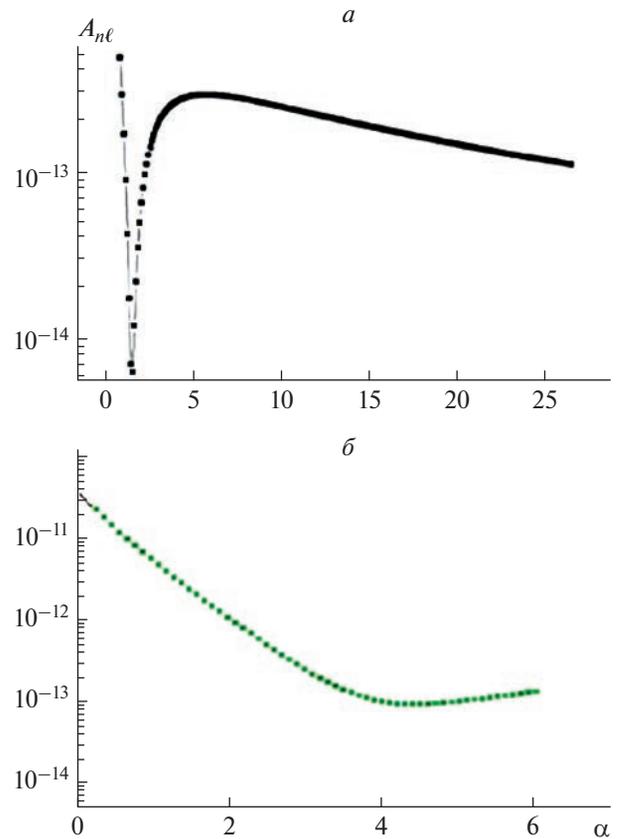


Рис. 8. Зависимость полной вероятности $A_{n\ell}$ (а.е.) спонтанных переходов из ридберговских состояний от параметра α атома Зоммерфельда: a – s -серия ($\ell = 0$), $n = 30$; b – p -серия ($\ell = 1$), $n = 25$.

жить число оборотов N ридберговского электрона вокруг атомного центра по кеплеровской орбите до его ухода в ионизационный континуум. Рост N говорит о затягивании времени, т.е. о частичной блокировке глобальной стохастизации, в то время как его уменьшение – о росте ее интенсивности. На рис. 9 приведена зависимость N от значений параметра α . Видно, что вблизи значений $\alpha = 2.81$ число оборотов увеличивается, что связано с подавлением эффективности дипольных переходов в окрестности РФ.

6. ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В физике атомных столкновений принято различать процессы по величине энергии атомов-партнеров на тепловые и субтепловые ($10^{-3} \leq E \leq 10^{-1}$ эВ), холодные ($10^{-6} \leq E \leq 10^{-3}$ эВ) и ультрахолодные ($10^{-9} \leq E \leq 10^{-6}$ эВ). В случаях, когда время столкновения и время индуцированного им процесса оказываются величинами одного порядка, они носят название фотоассоциированно-

го процесса. Для случая “холодных” атомов в световом поле масштабы длины, времени и ширины спектральных линий отличаются от своих классических вариантов.

Исследования, начатые в конце 1980-х, показали, что свет может быть использован для эффективного охлаждения атомов. В свою очередь, это привело к новым понятиям в атомной физике: атомная интерферометрия, оптические решетки для управления движением атомов и др. Эти понятия входят в содержание новой “оптической” физики, в которой одну из центральных ролей играют холодные атомные взаимодействия. Температурный интервал столкновений 1 мК – 1 мК может быть реализован методами внутридиплеровской спектроскопии. Более низкие температуры, получаемые в магнитных оптических ловушках, привели к реализации идеи бозе-эйнштейновского конденсата. При этом масштаб межатомных взаимодействий становится сравнимым с длиной волны де-Бройля частиц, что позволяет, в частности, наблюдать эффекты волновых взаимодействий типа интерференции.

Рассмотренные выше процессы ионизации с участием ридберговских частиц в тепловом диапазоне могут играть заметную роль в низкотемпературной плазме. В то же время их вклад становится определяющим в холодной плазме, например в качестве квантового вентиля либо управления движением отдельных атомов. Время жизни ансамбля холодных частиц, необходимого для развития ультрахолодной плазмы, по существующим данным составляет величину порядка 10^2 нс [35]. На таких временах дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие холодных ридберговских атомов наряду с ван-дер-ваальсовским взаимодействием и наличием процесса фотоионизации обеспечивает начальную стадию самоорганизации ультрахолодных ридберговских частиц в ультрахолодной плазме.

В работах [36, 37] проведен анализ вклада процессов пеннинговской ионизации (ПИ) и фотоионизации (ФИ) в создание первичных заряженных частиц в холодных ридберговских средах. Поскольку в ультрахолодных условиях на характерных временах наблюдения межатомное расстояние R не успевает существенно измениться (“замороженный” газ), константы скоростей ПИ определяются автоионизационными ширинами $\Gamma_N = \tilde{\Gamma}_N / R^6$ для квазимолекул, составленных из пар ридберговских атомов, т.е. $\Gamma_N = \{n_d \ell_d, n_i \ell_i\}$. Авторы работ [36, 37] в рамках модифицированной модели Смирнова–Фирсова–Катцууры [38, 39] и квазиклассического приближения [40] разработали эффективную схему расчета приведенных ширин ПИ как результат оже-процесса с участием атомов водорода [36] и ридберговских атомов щелочных металлов [37, 41]

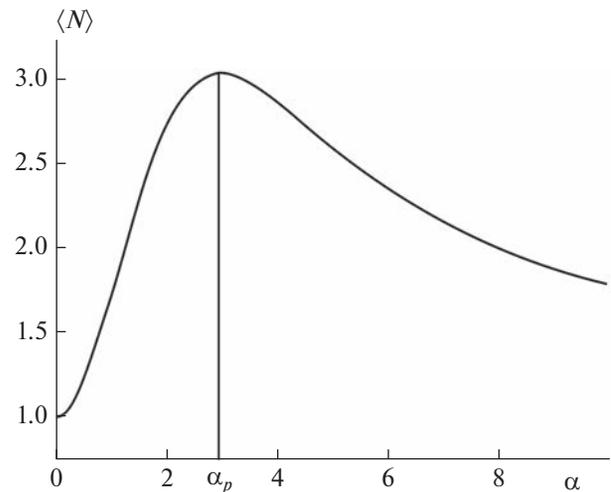


Рис. 9. Зависимость среднего числа периодов N от параметра α в случае развития диффузионной ионизации модельного атома Зоммерфельда в микроволновом поле. Величина N нормирована на единицу для атома водорода ($\alpha = 0$), $\alpha_p = 2.81$.

для симметричных и несимметричных случаев (см. рис. 10). В результате диполь-дипольного взаимодействия атом A_d^{**} передает атому A_i^{**} энергию $\hbar\omega_d$, переводя его в континуум при условии $\hbar\omega_d \geq \epsilon_{0i}$. В случае несимметричных пар энергии связи $\epsilon_{0(i,d)}$ ридберговских электронов в атомах различаются.

В случае атома водорода автоионизационную ширину $\tilde{\Gamma}_N$ удастся описать в явном аналитическом виде:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_N &= R^6 \Gamma_N = \\ &= \frac{9}{68(\pi n_i n_d)^3} \left(\frac{2^{2/3} \Gamma(2/3)}{3^{1/3}} \right) \left(\frac{1}{2\tilde{n}_d^2} - \frac{1}{2n_d^2} \right)^{-17/3}, \end{aligned} \quad (6)$$

где R – межатомное расстояние взаимодействующих ридберговских атомов, \tilde{n}_d – главное квантовое число реального уровня, расположенного ближе к уровню с n_d . На рис. 11 для случая атомов водорода изображена осцилляционная структура приведенных ширин $\tilde{\Gamma}_N$ при изменении n_d , обусловленная [40] нелинейной зависимостью параметров оптических переходов, изображенных на рис. 10, от квантовых чисел атомных пар. Заметим, что при компьютерном моделировании автоионизационная ширина практически совпадает с результатом аналитического решения, в котором возможно проявление оптических переходов, запрещенных в классическом варианте. Обращает на себя внимание значительное (на порядок величины) увеличение значений $\tilde{\Gamma}_N$ при схлопывании

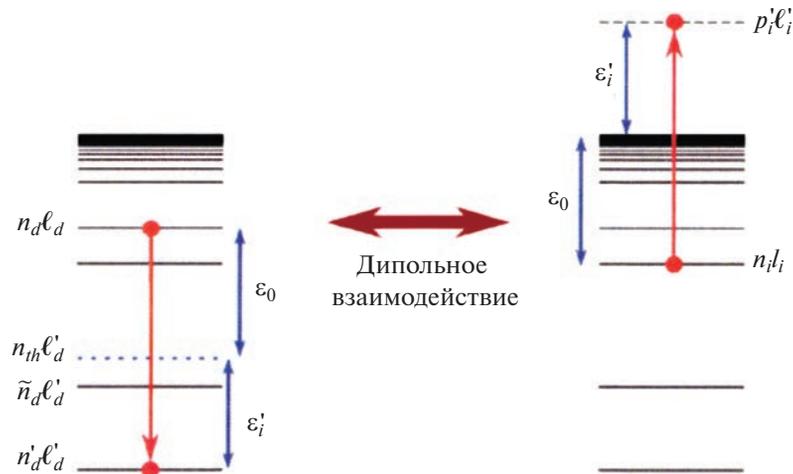


Рис. 10. Схематическое изображение резонансного взаимодействия ридберговской атомарной пары $A_i^{**} - A_d^{**}$ с континуумом посредством оже-процесса; n_{th} — теоретически рассчитанное значение.

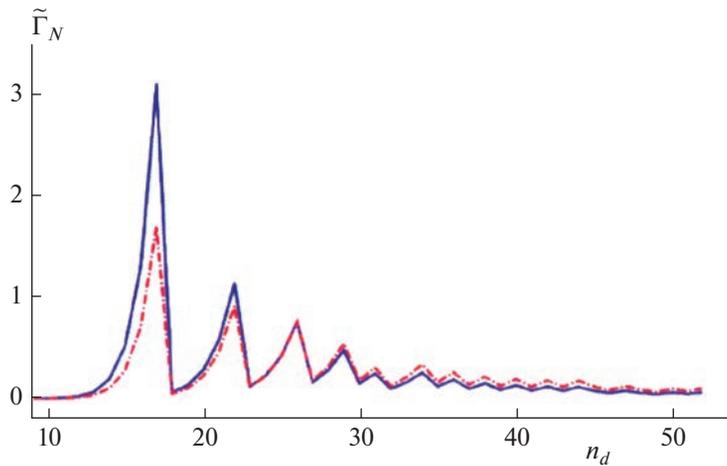


Рис. 11. Приведенная автоионизационная ширина $\tilde{\Gamma}_N$ несимметричной квазимолекулы $(H_d^{**} + H_i^{**})$ при фиксированном межатомном расстоянии R . Сплошная синяя кривая получена в результате численного расчета, штриховая красная кривая — на основе аналитической формулы (6).

размеров ($\sim n_d^2$) девозбуждающегося d -атома по сравнению с симметричным случаем, т.е. $n_d = n_i$ для различных орбитальных конфигураций пар атомов. В случае каждого вида атома щелочного металла существует оптимальное значение $n_d^{(opt)}(n_i)$, для которого возникает максимальный (оптимальный) пик $\tilde{\Gamma}_N^{(opt)}$ величины приведенной автоионизационной ширины взаимодействующей пары.

При этом диполь-дипольные взаимодействия возбужденных атомов в рамках квазиклассических представлений пропорциональны n^2 , что стимулирует развитие ионизационных процессов в ансамбле возбужденных атомов и приводит к развитию ультрахолодной плазмы. На временах

порядка 10^2 нс эта плазма образуется с энергией порядка 10^{-9} эВ. В первую очередь речь здесь идет о процессе пеннинговской ионизации и ее роли на начальной стадии самоорганизации низкотемпературной плазмы. Помимо оже-процесса источником первичной ионизации ансамбля ридберговских атомов могут служить тепловое излучение и взаимодействие Ван-дер-Ваальса [37].

Начальный этап развития холодной плазмы обсуждался в работах [38, 39], где были рассмотрены оже-процессы с участием ридберговских щелочных атомов и атома водорода для симметричных и несимметричных случаев. Результаты со стопроцентной вероятностью свидетельствуют о подавляющем преимуществе (на несколько порядков величины) несимметричных процессов, в

которых особый интерес представляет канал образования холодных частиц [40, 41].

Вторым нетривиальным результатом, отмечавшимся в ранней работе [42], является определение структуры поверхностей потенциальных энергий (ППЭ) квазимолекул, т.е. партнеров по взаимодействию. В итоге становится возможным экспериментальное наблюдение электронных спектров, отсутствующих в первом приближении.

7. РИДБЕРГОВСКИЕ СОСОЯНИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

В периоды повышения солнечной активности и формирования геомагнитных возмущений в ионосфере Земли происходят неконтролируемые спорадические нарушения спутниковых сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), что обусловлено фазовыми сбоями и групповой задержкой при распространении электромагнитного СВЧ-излучения через резонансную квантовую среду. Поиск путей, обеспечивающих устойчивость работы ГНСС, является фундаментальной научно-технической проблемой. В эти периоды на высотах E- и D-слоев ионосферы Земли формируется сверхфононое некогерентное высокочастотное СВЧ-излучение с длинами волн в диапазоне от дециметровых до миллиметровых значений. Это излучение обусловлено оптическими переходами между орбитально вырожденными ридберговскими состояниями атомов и молекул атмосферных газов, которые возбуждаются электронами в ионосферной плазме и находятся в окружении нейтральных частиц среды [3, 43, 44].

Заметим, что достоверная информация о мощности потока СВЧ-излучения в указанном диапазоне длин волн в настоящее время отсутствует. Ответ на этот вопрос целиком зависит от знания динамики ударного и радиационного тушения ридберговских состояний и кинетики их заселения в нижней ионосфере, т.е. от резонансных оптических квантовых свойств возмущенной среды [43].

Анализ существующих экспериментальных данных показал, что СВЧ-излучение формируется в атмосферном слое, расположенном на высотах 80–110 км [45]. При прохождении этого слоя физический механизм задержки спутникового сигнала в дециметровом диапазоне обусловлен каскадом резонансного рассеяния фотонов сигнала ГНСС на совокупности ридберговских состояний. Наиболее перспективным подходом к исследованию его оптических свойств может служить одновременный анализ образующегося сверхфонового шума и времени задержки распространения сигнала ГНСС, определяющего ошибки позиционирования [46].

Использование стандартных методов измерения шума не позволяет обнаружить ряд физико-химических процессов, ответственных за формирование и влияющих на ошибки позиционирования. Для решения задачи уровень фонового шума удобно привязать к измеряемому сигналу ГНСС, задержки распространения которого обусловлены проявлением одного из важнейших атмосферных столкновительных процессов – орбитально-го вырождения высоковозбужденных состояний. С этой целью целесообразно перейти к параметру сигнал/шум, где под сигналом следует понимать уровень выделенного приемником сигнала ГНСС, а под шумом – величину его флуктуации.

Пути дальнейшего развития современной теории связаны с разработкой более строгих методов описания воздействия нейтральных частиц среды на динамику ударного и радиационного тушения. Причем в первую очередь здесь следует ориентироваться на элементарные процессы с участием молекул азота и кислорода. Показано, что для количественных оценок влияния возбужденных частиц на спектр некогерентного СВЧ-излучения атмосферы необходимы проведение предварительных расчетов динамики неадиабатических переходов между ППЭ ридберговских комплексов [47], построение соответствующих электронных волновых функций, включая расчеты дипольных моментов разрешенных переходов, и определение формы линии излучения [48]. Полученные результаты должны быть включены в общую кинетическую схему, которая устанавливает зависимость СВЧ-излучения от плотности и температуры нижней ионосферы. Тогда данные спутникового мониторинга инфракрасного излучения, сопровождающего СВЧ-излучение, могут быть непосредственно использованы для детектирования ридберговских состояний и диагностики параметров ионосферной плазмы [49–51].

Следующим важным объектом исследования является эффект “временной задержки” спутниковых сигналов. Ионосферные задержки сигналов спутниковой навигации и связанные с ними ошибки позиционирования определяются распределением электронной концентрации на трассе спутник–приемник [52, 53]. Длительные исследования вертикальной структуры ионосферы с применением ионозондов позволили накопить обширный экспериментальный материал по распределению электронной концентрации ниже максимума F₂-слоя ионосферы (ниже 400 км от поверхности Земли). Распределение электронов выше этого максимума ионосферы известно значительно хуже. Отдельные данные о структуре ионосферы выше 400 км были получены в экспериментах по зондированию ионосферы со спутников. Однако этих данных вследствие отсутствия регулярных наблюдений оказалось недостаточно для эмпирического моделирования

химической физики верхней ионосферы [54]. В настоящее время активно проводятся наблюдения, позволяющие восстановить структуру верхней ионосферы по сигналам GPS, принимаемых как на спутниках, находящихся на околоземных орбитах, так и на наземных станциях. Так, например, в работе [55] была рассмотрена задача о восстановлении профиля электронной концентрации в ионосфере по наблюдениям сигналов GPS, которая решалась методами томографии.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены процессы ионизации с участием ридберговских атомов водорода и водородоподобных атомов. В том числе рассмотрен канал ионизации с образованием молекулярных ионов, который реализуется при взаимодействии атомов щелочных металлов с участием атомов в нижних (резонансных) состояниях и приводит к эффективному формированию фотоионизационной плазмы [56], а также при “кооперативной люминесценции”, когда суммарная энергия при парных столкновениях передается одному из атомов-партнеров.

Наряду с классическими методами теории привлечены сравнительно новые подходы, основанные на концепции динамического хаоса при столкновении частиц с участием высоковозбужденных (ридберговских) атомных и молекулярных состояний. Описаны квазиклассические модели образования и распада системы столкновительного казимолекулярного комплекса и продемонстрирована адекватность использования детерминированного и стохастического подходов к описанию динамики развития ионизационных процессов в физике атомных столкновений. Проанализирован ряд реакций, протекающих в нижней ионосфере Земли и влияющих на устойчивость функционирования глобальных навигационных спутниковых систем.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 122040500060—4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klucharev A.N., Vujnović V. // Phys. Rep. 1990. V. 185. № 2. P. 55; [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90112-F](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90112-F)
2. Ключарев А.Н. // УФН. 1993. Т. 163. № 6. С. 39; <https://doi.org/10.3367/UFNr.0163.199306b.0039>
3. Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I. et al. // The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring, and Ball Lightning / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. N.Y.: Springer, 2014. P. 1; https://doi.org/10.1007/978-3-319-05239-7_1
4. Фриш С.Э. // УФН. 1957. Т. 61. № 4. С. 461; <https://doi.org/10.3367/UFNr.0061.195704a.0461>
5. Безуглов Н.Н., Голубков Г.В., Ключарев А.Н. Проявления “динамического хаоса” в реакциях с участием ридберговских состояний. СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского ГУ, 2017.
6. Табор М. Хаос и интегрируемость в нелинейной динамике. М.: УРСС, 2001.
7. Ключарев А.Н., Безуглов Н.Н. Элементарные процессы и ионизационные явления в газовых средах. СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского ГУ, 2013.
8. Fermi E. // Nuovo Cim. 1934. V. 11. № 3. P. 157; <https://doi.org/10.1007/BF02959829>
9. Голубков Г.В., Девдариани А.З. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 11. С. 16.
10. Алексеев В.А., Собельман И.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 49. Вып. 4. С. 1274.
11. Мазинг М.А., Врублевская Н.А. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. Вып. 2. С. 343.
12. Ключарев А.Н., Лазаренко А.В. // Оптика и спектроскопия. 1980. Т. 48. № 2. С. 412.
13. Golubkov G.V., Ivanov G.K. // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 1988. V. 21. № 11. P. 2049; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/21/11/019>
14. Golubkov M.G., Ozerov G.K., Adamson S.O. et al. // Chem. Phys. 2015. V. 462. P. 28; <https://doi.org/10.1016/j.chemphys.2015.07.037>
15. Голубков Г.В., Иванов Г.К., Голубков М.Г. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 6. С. 3.
16. Голубков Г.В., Иванов Г.К. // Хим. физика. 2003. Т. 22. № 10. С. 25.
17. Reetz-Lamour M., Amthor T., Deiglmayr J. et al. // Fortschritte der Phys. 2006. V. 54. № 8–10. P. 776; <https://doi.org/10.1002/prop.200610318>
18. Djerad M.T., Harima H., Cheret M. // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 1985. V. 18. № 23. P. L815; <https://doi.org/10.1088/0022-3700/18/23/004>
19. Девдариани А.З., Ключарев А.Н., Пенкин Н.П. и др. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 3. С. 706.
20. Безуглов Н.Н., Бородин В.М., Ключарев А.Н. и др. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82. № 3. С. 368.
21. Chirikov B.V. // Phys. Rep. 1979. V. 52. № 5. P. 263; [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(79\)90023-1](https://doi.org/10.1016/0370-1573(79)90023-1)
22. Орловский К.В., Безуглов Н.Н., Бородин В.М. и др. // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 91. № 1. С. 25.
23. Beterov I.I., Tretyakov D.B., Ryabtsev I.I. et al. // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2005. V. 38. № 24. P. 4349; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/24/002>
24. Miculis K., Beterov I.I., Bezuglov N.N. et al. // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2005. V. 38. № 11. P. 1811; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/11/020>
25. Ефимов Д.К., Безуглов Н.Н., Ключарев А.Н. и др. // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 117. № 6. С. 888; <https://doi.org/10.7868/S003040341412006X>
26. Chu S.I., Telnov D.A. // Phys. Rep. 2004. V. 390. № 1–2. P. 1; <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2003.10.001>
27. Hairer E. Numerical geometric integration. Geneve: Universite de Geneve, 1999.
28. Ландау Л., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматлит, 2002.

29. *Arefieff K.N., Miculis K., Bezuglov N.N. et al.* // *J. Astrophys. Astron.* 2015. V. 36. № 4. P. 613; <https://doi.org/10.1007/s12036-015-9358-5>
30. *Арнольд В.И.* Математические методы классической механики. М.: Наука, 1974.
31. *Walker T.G., Saffman M.* // *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 2005. V. 38. № 2. P. S309; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/2/022>
32. *Безуглов Н.Н., Борисов Е.И., Веролайнен Я.Ф.* // *УФН.* 1991. Т. 161. № 1. С. 3; <https://doi.org/10.3367/UFNr.0161.199101a.0003>
33. *Зоммерфельд А.* Строение атома и спектры. М.: Гостехиздат, 1956.
34. *Захаров М.Ю., Безуглов Н.Н., Ключарев А.Н. и др.* // *Хим. физика.* 2011. Т. 30. № 7. С. 3.
35. *Pillet P., Gallagher T.F.* // *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 2016. V. 49. № 17. 174003; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/49/17/174003>
36. *Безуглов Н.Н., Бородин В.М., Ключарев А.Н. и др.* // *Оптика и спектроскопия.* 1995. Т. 79. № 5. С. 738.
37. *Zalat A.A., Bruvelis M., Miculis K. et al.* // *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 2021. V. 54. № 6. 065201; <https://doi.org/10.1088/1361-6455/abd9fe>
38. *Бородин В.М., Добролеж Б.В., Ключарев А.Н. и др.* // *Оптика и спектроскопия.* 1995. Т. 78. № 1. С. 20.
39. *Efimov D.K., Miculis K., Bezuglov N.N. et al.* // *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 2016. V. 49. № 12. 125302; <https://doi.org/10.1088/0953-4075/49/12/125302>
40. *Безуглов Н.Н., Бородин В.М., Ключарев А.Н. и др.* // *Оптика и спектроскопия.* 1999. Т. 86. № 6. С. 922.
41. *McGeoch M.W., Schlier R.E., Chawla G.K.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. № 18. P. 2088; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2088>
42. *Смирнов Б.М., Фирсов О.Б.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1965. Т. 2. № 3. С. 478.
43. *Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И.* // *Хим. физика.* 2012. Т. 31. № 2. С. 31.
44. *Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др.* // *Хим. физика.* 2021. Т. 40. № 3. С. 86; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21030055>
45. *Su S.-Y., Tsai L.-C., Liu C.H. et al.* // *Adv. Space Res.* 2019. V. 64. № 10. P. 2137; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.06.039>
46. *Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др.* // *Хим. физика.* 2016. Т. 35. № 1. С. 5; <https://doi.org/10.7868/S0207401X16010039>
47. *Голубков Г.В., Куверова В.В., Озеров Г.К. и др.* // *Хим. физика.* 2017. Т. 36. № 12. С. 12; <https://doi.org/10.7868/S0207401X17120093>
48. *Уманский С.Я., Адамсон С.О., Ветчинкин А.С. и др.* // *Хим. физика.* 2023. Т. 42. № 4. С. 31; <https://doi.org/10.31857/S0207401X23040143>
49. *Kuverova V.V., Adamson S.O., Berlin A.A. et al.* // *Adv. Space Res.* 2019. V. 64. № 10. P. 1876; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.05.041>
50. *Farrar D., Smith K.E., Ardila D. et al.* // *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.* 2019. V. 5. № 2. 020901; <https://doi.org/10.1117/1.jatis.5.2.020901>
51. *Родионов А.И., Родионов И.Д., Родионова И.П. и др.* // *Хим. физика.* 2021. Т. 40. № 10. С. 61; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21100113>
52. *Голубков Г.В., Манжелей М.И., Эппельбаум Л.В.* // *Хим. физика.* 2018. Т. 37. № 5. С. 63; <https://doi.org/10.7868/S0207401X18050084>
53. *Голубков Г.В., Адамсон С.О., Борчевкина О.П. и др.* // *Хим. физика.* 2022. Т. 41. № 5. С. 53.; <https://doi.org/10.31857/S0207401X22050053>
54. *Nesterov I.A., Kunitsyn V.E.* // *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. № 10. P. 1789; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.034>
55. *Jin S., Park J.U., Wang J.L. et al.* // *J. Navig.* 2006. V. 59. № 3. P. 395; <https://doi.org/10.1017/S0373463306003821>
56. *Безуглов Н.Н., Ключарев А.Н., Стасевич Т.* // *Оптика и спектроскопия.* 1994. Т. 77. № 3. С. 342.