

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ЦИРКУЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМА ВОДОРОДА В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

*Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова\**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 1999 г.

Методом прямого численного интегрирования получено решение нестационарного трехмерного уравнения Шредингера, описывающего динамику ионизации атома водорода в циркулярном состоянии в поле электромагнитной волны. Показано, что обнаруженный эффект стабилизации может быть интерпретирован в рамках подхода Крамерса—Хеннебергера. Предложена простая аналитическая модель, качественно описывающая основные закономерности процесса ионизации в условиях проведенных расчетов и лабораторных экспериментов по ионизации циркулярного водородоподобного состояния  $5g$ ,  $m = 4$  атома Ne.

PACS: 32.80.Fb

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект стабилизации атомарных систем относительно процесса ионизации полем электромагнитной волны — один из наиболее интересных эффектов в области физики взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом, предсказанный в [1, 2] и экспериментально обнаруженный в последнее время [3, 4]. Сущность этого эффекта заключается в невозрастании (или даже убывании) вероятности ионизации при увеличении лазерной интенсивности выше некоторого критического значения, называемого порогом стабилизации. С теоретической точки зрения в настоящее время можно выделить два основных механизма стабилизации: интерференционную стабилизацию [2, 5–7] и стабилизацию в режиме Крамерса—Хеннебергера (КХ) [1, 8–11]. Однако экспериментальное доказательство реализации того или иного механизма стабилизации в конкретном случае связано с большими трудностями.

Быстрый прогресс вычислительной техники сделал в последнее время возможным проведение компьютерных экспериментов, основанных на прямом численном интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для трехмерной квантовой системы в поле электромагнитной волны без каких-либо упрощающих предположений [12–22]. Такие расчеты динамики атома водорода в сильном электромагнитном поле позволили наблюдать стабилизацию в режиме КХ [13], подтвердить основные положения теории интерференционной стабилизации [19, 20], исследовать особенности резонансной многофотонной ионизации основного состояния атома водорода [21].

\*E-mail: OVT@mics.msu.su

В данной работе обсуждаются результаты расчетов динамики ионизации ридберговского атома водорода, находящегося первоначально в циркулярном состоянии. Получены вероятности ионизации и заселения различных атомных состояний к концу импульса. Обнаружен эффект насыщения вероятности ионизации на уровне, много меньшем единицы. Построена аналитическая модель, интерпретирующая полученные данные в рамках подхода КХ и позволяющая качественно правильно описать результаты проведенных расчетов, а также лабораторных экспериментов по изучению ионизации водородоподобного атома неона в циркулярном  $5g$ -состоянии. Обсуждается интерпретация наблюдаемой динамики атомной системы в поле волны в базе состояний свободного атома.

## 2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

При воздействии на атом лазерного импульса с линейной поляризацией поля электромагнитные переходы происходят без изменения проекции орбитального момента электрона на направление вектора напряженности электрического поля  $\epsilon$ . В случае, если ось квантования (ось  $z$ ) начального состояния направлена вдоль вектора напряженности  $\epsilon(t)$  (именно такой случай был реализован в лабораторных экспериментах [4]), в цилиндрической системе координат волновая функция электрона представима в виде

$$\Psi(\rho, z, \phi, t) = \psi(\rho, z, t) \exp(im\phi),$$

где  $m$  — магнитное квантовое число, определяющее проекцию орбитального момента на ось квантования. Функция  $\psi(\rho, z, t)$  удовлетворяет двумерному нестационарному уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + V_{eff}^{(m)}(\rho, z) \psi(\rho, z, t) - e z \epsilon(t) \cos(\omega t) \psi(\rho, z, t) \quad (1)$$

с эффективным потенциалом

$$V_{eff}^{(m)}(\rho, z) = V_C(\rho, z) + \frac{\hbar^2 m^2}{2\mu \rho^2}, \quad (2)$$

учитывающим наличие центробежного барьера для электрона, обладающего проекцией момента на ось  $z$ , равной  $m\hbar$ . Здесь  $V_C$  — кулоновский потенциал.

Аналогично [19, 20], в расчетах использовался сглаженный кулоновский потенциал

$$V_C = -\frac{e^2}{\sqrt{a^2 + \rho^2 + z^2}} \quad (3)$$

с параметром сглаживания  $a = 0.5a_0$ ,  $a_0$  — боровский радиус. В [19] было показано, что такой потенциал сохраняет структуру энергетического спектра и волновых функций атома водорода, так что для всех состояний с главным квантовым числом  $n \geq 3$  отличие энергий стационарных состояний в реальном и сглаженном кулоновском потенциалах не превосходит одного процента.

Отметим, что циркулярное состояние, характеризующееся орбитальным квантовым числом  $l = m$  и главным квантовым числом  $n = m + 1$ , является основным в потенциале (2). Все нижележащие состояния водородного спектра являются собственными

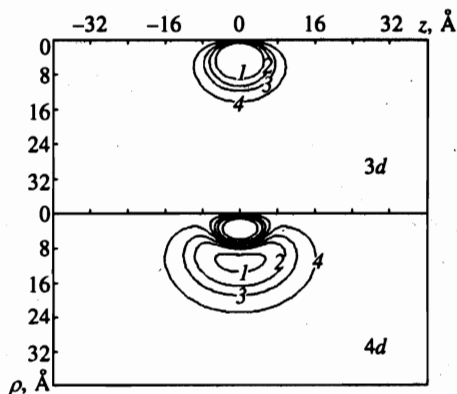


Рис. 1. Распределение плотности вероятности в состояниях 3d, 4d для значения магнитного квантового числа  $m = 2$ . Линии уровня:  $10^{-3}$  (1),  $3 \cdot 10^{-4}$  (2),  $10^{-4}$  (3),  $10^{-5}$  (4)

состояниями гамильтониана с эффективным потенциалом (2) для меньших значений магнитного квантового числа: переходы в эти состояния запрещены в случае линейно поляризованного поля излучения.

Большая часть расчетов, обсуждаемых в данной статье, была выполнена для начального циркулярного состояния 3d,  $m = 2$ . Структуры этого состояния, а также нижнего возбужденного состояния 4d,  $m = 2$  представлены на рис. 1. Методика расчета волновых функций стационарных состояний водородного атома аналогична [19].

Расчеты динамики ионизации проводились для излучения с энергией кванта  $\hbar\omega = 5.0$  эВ в диапазоне  $P = 5 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом начальное состояние 3d связано с континуумом однофотонным переходом. Огибающая импульса выбиралась трапецидальной формы со сглаженными фронтами длительностью  $\tau_f = 5T$  и плато  $\tau_{pl} = 10T$  ( $T = 2\pi/\omega$  — длительность оптического цикла):

$$\epsilon(t) = \begin{cases} \epsilon_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ \epsilon_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_{pl}, \\ \epsilon_0 \sin^2 \frac{\pi [t - (2t_f + t_{pl})]}{2t_f}, & t_f + t_{pl} \leq t \leq 2t_f + t_{pl}. \end{cases} \quad (4)$$

Часть расчетов была также выполнена для начального состояния 5g,  $m = 4$  и кванта  $\hbar\omega = 2.0$  эВ с целью промоделировать условия, близкие к реализованным в экспериментальной работе [4].

Методика численного решения нестационарного уравнения Шредингера, а также вычисления вероятностей ионизации и заселения связанных атомных состояний  $|nlm\rangle$  описана в [19]. При этом для данного  $m$  учитывались все возможные состояния  $nl$  ( $l \geq m$ ) для  $(l + 1) \leq n \leq n_{max} = 13$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Остановимся сначала на изучении динамики ионизации циркулярного 3d-состояния атома водорода. Основной результат численного моделирования, представляющий зависимость вероятности ионизации атома водорода в состоянии 3d,  $m = 2$  от интенсивности излучения за импульс сглаженной трапецидальной формы, приведен на рис. 2.

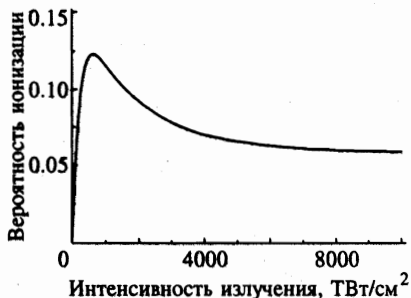


Рис. 2

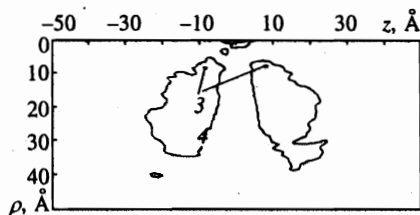


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость вероятности ионизации атома водорода, первоначально находившегося в циркулярном состоянии  $3d, m = 2$ , от интенсивности излучения за импульс трапецеидальной формы со сглаженными фронтами длительностью  $\tau_f = 5T, \tau_{pl} = 10T$

Рис. 3. Распределение электронной плотности в континууме в момент окончания лазерного импульса с интенсивностью на «полке» генерации  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Линии уровня соответствуют рис. 1

Как видно, в области слабых полей зависимость вероятности ионизации от интенсивности  $W_i(P)$  является линейной, а при значении  $P^* = 6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> достигает максимума и становится убывающей функцией интенсивности вплоть до значений  $\sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом распределение электронной плотности в континууме, рассчитанное в момент окончания лазерного импульса и представленное на рис. 3 для значения интенсивности  $P = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, свидетельствует о том, что ионизация в указанном диапазоне параметров является однофотонной.

Аналогичная зависимость  $W_i(P)$  была получена нами в расчетах в случае начального состояния  $5g, m = 4$ . Причем качественный вид зависимости и величина порога стабилизации совпали с данными лабораторных экспериментов [4] и компьютерных расчетов [22]. Однако подробные исследования причин стабилизации в этих работах проведены не были. Кроме того, одним из невыясненных до конца вопросов остался факт значительного отличия зависимости  $W_i(P)$  от результата теории возмущений уже в достаточно слабых полях.

Особенностью циркулярных состояний является то, что они «отжаты» от кулоновского центра центробежным потенциалом, следствием чего является малость матричного элемента  $d_{nE} = \langle n, l = n - 1; m = l | d_z | E, l + 1 \rangle$ , характеризующего вероятность ионизации. Казалось бы, при длительностях импульса  $\tau$ , таких что

$$\Gamma_i \tau \ll 1 \tag{5}$$

(где  $\Gamma_i$  — ионизационная ширина исходного состояния, вычисленная по «Золотому правилу» Ферми) и

$$\Gamma_i / \Delta E_n \ll 1 \tag{6}$$

(где  $\Delta E_n = E_{n+1} - E_n$  — энергетическое расстояние между соседними уровнями), можно ожидать применимости теории возмущений для расчета вероятности ионизации и

линейной зависимости вероятности ионизации от интенсивности и длительности лазерного импульса:

$$W_i \propto |V_{nE}|^2 \tau \propto |d_{nE}|^2 P \tau. \quad (7)$$

Указанные выше критерии применимости теории возмущений приводят к оценкам для интенсивности излучения, полученным с учетом известного значения матричного элемента для состояния  $3d$ ,  $m = 2$ ,  $\hbar\omega = 5$  эВ ( $d_{nE} \simeq 0.32$  ат. ед. [23]): соответственно  $P \ll 4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $P \ll 5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако в расчетах наблюдается насыщение ионизации при  $P > P^* = 6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, а линейная зависимость (7) наблюдается лишь в области интенсивностей  $P < 3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом наклон зависимости  $W_i(P)$  в области слабых полей позволяет вычислить величину матричного элемента  $d_{nE}$  и приводит к значению  $d_{nE} \simeq 0.27$  ат. ед., что хорошо согласуется с расчетными данными [23]. Таким образом, отличие полученных данных от результатов теории возмущений начинается в области достаточно слабых лазерных интенсивностей  $P > 3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот вывод также подтверждается результатами расчета динамики населенности основного в данном эффективном потенциале  $V_{eff}^{(m=2)}$  состояния в течение лазерного импульса  $W_0(t)$  для различных значений лазерной интенсивности.

Справедливость теории возмущений предполагает, что в течение лазерного воздействия система преимущественно находится в начальном состоянии  $|n_0 l_0\rangle$ , т. е.

$$W_0(t) = |\langle \psi(t) | n_0 l_0 \rangle|^2 \simeq 1,$$

а вероятности заселения остальных состояний дискретного и непрерывного спектров атомного гамильтониана малы. При значениях интенсивности  $P \leq 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> суммарная заселенность всех состояний, кроме основного  $3d$ -состояния, действительно мала и теория возмущений является справедливой. В случае  $P \geq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> населенность основного состояния в течение всего импульса является сильно осциллирующей функцией времени с периодом, равным половине длительности оптического цикла. В течение всего оптического цикла населенность основного состояния близка к нулю и лишь в моменты времени, соответствующие классическим точкам поворота свободного электрона, осциллирующего в поле электромагнитной волны, возрастает до значений, близких к единице. Такая динамика процесса явно свидетельствует о неприменимости теории возмущений и наличии интенсивных электромагнитных переходов в системе, несмотря на то что в конечном состоянии после окончания лазерного воздействия вероятность ионизации оказывается мала. Отметим, что в этом случае наблюдаемая вероятность ионизации к концу лазерного импульса оказывается существенно меньшей, чем предсказываемая по теории возмущений, что и свидетельствует о стабилизации исследуемой системы.

Одним из возможных объяснений наблюдаемой стабилизации мог бы быть интерференционный механизм [2, 5–7]. Однако существенная интерференция амплитуд перехода в континуум, описывающая переходы вида

$$n \rightarrow E,$$

$$n \rightarrow E' \rightarrow n' \rightarrow E,$$

возникает лишь при условии

$$\Gamma_i / \Delta E_n \sim 1,$$

что соответствует интенсивностям  $P \geq 5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, практически во всем диапазоне проведенных расчетов интерференция амплитуд рассмотренных переходов в континуум является несущественной.

С другой стороны, пороговая величина напряженности поля волны, соответствующая режиму надбарьерной ионизации для  $3d$ -состояния, по различным оценкам не превосходит интенсивности  $\sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> [24, 25], т. е. во всей исследуемой области атомный электрон действительно совершает почти свободные колебания. Эти колебания в терминах населенностей состояний атомного базиса описываются как переходы между начальным  $3d$ -состоянием и континуумом с учетом свободно-свободных переходов между различными состояниями континуума и в рассматриваемых условиях не могут быть описаны в первом порядке теории возмущений.

Наличие почти свободных колебаний электронного волнового пакета, соответствующее режиму надбарьерной ионизации, наводит на мысль о возможности интерпретации расчетных данных в рамках метода Крамерса—Хеннебергера [16]. Действительно, в [26] было показано, что при выполнении условия  $\hbar\omega > I_{at}$  ( $I_{at}$  — потенциал ионизации атома в отсутствие поля) базис состояний КХ является предпочтительным с физической точки зрения по сравнению с базисом состояний, не возмущенных полем, при любых значениях интенсивности излучения. Поэтому в рассматриваемых условиях в течение действия лазерного импульса динамику населенностей состояний дискретного спектра и континуума действительно следует исследовать в базисе состояний КХ. В этом случае стационарные состояния системы следует искать в потенциале Крамерса—Хеннебергера

$$V_{KH} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_C(\rho, z - \alpha_e \cos \xi) d\xi, \quad (8)$$

где  $\alpha_e = e\varepsilon_0/m\omega^2$  — амплитуда колебаний свободного электрона в поле электромагнитной волны напряженностью  $\varepsilon_0$ .

Во всем исследуемом диапазоне интенсивностей вплоть до  $P = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> амплитуда колебаний свободного электрона в поле электромагнитной волны  $\alpha_e$  оказывается меньше характерного размера локализации волновой функции  $a_0 n^2 = 9a_0$  для состояния  $3d$ ,  $m = 2$  в потенциале  $V_C(\rho, z)$ . В этом случае подынтегральное выражение в (8) может быть разложено в ряд:

$$V_C(\rho, z - \alpha_e \cos \xi) = V_C(\rho, z) - \alpha_e \cos \xi \frac{\partial V_C}{\partial z} + \frac{\alpha_e^2}{2} \cos^2 \xi \frac{\partial^2 V_C}{\partial z^2} + \dots$$

Тогда, вычисляя интеграл (8), получим<sup>1)</sup>

$$V_{KH}(\rho, z) \simeq -\frac{e^2}{r} - \frac{\alpha_e^2}{2} \frac{e^2}{r^3} P_2(\cos \theta), \quad (9)$$

где  $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ ,  $P_2(\cos \theta) = (1/2)(3 \cos^2 \theta - 1)$  — полином Лежандра,  $\cos \theta = z/r$ .

<sup>1)</sup> Здесь и далее при проведении аналитических оценок мы пренебрегаем поправкой, связанной с использованием в расчетах сглаженного кулоновского потенциала.

Рассматривая второе слагаемое в (9) как возмущение, найдем отличие энергии состояния КХ от энергии исходного атомного состояния:

$$\Delta E_{nl}^{KH} = \langle nl, m = 2 | -\frac{\alpha_e^2 e^2}{2 r^3} P_2(\cos \theta) | nl, m = 2 \rangle = \frac{\alpha_e^2 e^2}{2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \frac{l}{2l+3}. \quad (10)$$

Учитывая, что

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle = \frac{1}{a_0^3 n^3 l(l+1/2)(l+1)},$$

получим следующее выражение для энергетических уровней в потенциале КХ:

$$E_{nl}^{KH} = -\frac{e^2}{2a_0} \frac{1}{n^2} - \frac{\alpha_{KH} \epsilon_0^2}{4}, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{KH} = -\frac{e^4}{m^2 \omega^4 a_0^3} \frac{1}{n^3 (l+1/2)(l+1)(l+3/2)}.$$

Полученное выражение для энергии стационарных состояний в потенциале КХ в области слабых полей ( $\alpha_e \ll a_0 n^2$ ) интересно сопоставить с величиной штарковского сдвига уровней водородоподобного атома

$$\Delta E_{nl} = -\beta \epsilon_0^2 / 4. \quad (12)$$

Такие расчеты были проведены в [27]. Для состояний с  $n \simeq l \gg 1$  было получено выражение (в атомных единицах)

$$\beta = -\frac{1}{\omega^2} - \frac{2l}{2l+3} \frac{l}{\omega^4} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle + \dots \quad (13)$$

Здесь первый член разложения ( $-1/\omega^2$ ) соответствует колебательной энергии свободного электрона в поле электромагнитной волны. Это слагаемое исчезает при переходе в осциллирующую систему координат Крамерса. Следующий член разложения дает отличие штарковского сдвига ридберговских уровней от сдвига границы континуума. Как видно из сопоставления (10), (11) и (12), (13), в условиях малой амплитуды колебаний волнового пакета энергетический спектр электрона в потенциале КХ совпадает со спектром атома с учетом штарковского сдвига уровней. Этот результат представляется важным с общефизической точки зрения и позволяет по-новому взглянуть на модификацию атомного спектра в присутствии поля излучения: подход Крамерса—Хеннебергера в слабых полях является лишь более удобным методом расчета сдвига атомных уровней. Кроме того, этот подход позволяет непосредственно увидеть, как искажается атомный потенциал под действием электромагнитного поля.

Прямые численные расчеты энергетических уровней (рис. 4) и волновых функций стационарных состояний в потенциале КХ в рассматриваемом диапазоне интенсивностей подтверждают сделанные выводы. Волновые функции основного стационарного состояния в атомном потенциале  $3d$ ,  $m = 2$  и соответствующие ему состояния КХ с той же величиной проекции орбитального момента на направление электрического поля волны,  $(3d)_{KH}$ ,  $m = 2$ , для различных значений интенсивности близки между собой,



Рис. 4. Зависимость энергии стационарных состояний  $(3d)_{KH}$  (1),  $(4d)_{KH}$  (2),  $(5g)_{KH}$  (3) и  $(5d)_{KH}$  (4) в потенциале КХ от лазерной интенсивности

а энергии стационарных состояний КХ в области интенсивностей, соответствующих порогу стабилизации, отличаются не более чем на 10% от соответствующих значений для свободного атома. Более того, при  $P \leq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> зависимость  $E_{nl}^{KH}$  от интенсивности оказывается линейной, т. е. согласуется с выражением (11). При этом определение поляризуемости  $\alpha_{KH}$  по наклону зависимости  $E_{nl}^{KH}(P)$ , проведенное для состояния  $(3d)_{KH}$  (рис. 4, кривая 1), приводит к значению, с точностью не хуже 5% совпадающему с величиной  $\alpha_{KH}$ , рассчитанному по формуле (11).

Отметим еще раз, что режим стабилизации наступает еще в слабых полях, когда  $\alpha_e \ll a_0 n^2$ , и потенциал Крамерса—Хеннебергера является одноямыным и лишь немного отличается от атомного, а энергетические уровни в нем совпадают с уровнями в атомном потенциале с учетом штарковского сдвига. В такой ситуации причины возникновения стабилизации требуют дополнительного тщательного изучения.

В рамках подхода Крамерса—Хеннебергера переход электрона из связанного состояния в континуум происходит под действием гармоник потенциала КХ:

$$V_{KH}^{(j)}(\rho, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_C(\rho, z - \alpha_e \cos \xi) \exp(-ij\xi) d\xi, \tag{14}$$

причем  $j$ -ая гармоника описывает переходы в системе с изменением энергии на  $j\hbar\omega$ .

С физической точки зрения возникновение стабилизации в режиме Крамерса—Хеннебергера связано с уменьшением вероятности перехода из связанного состояния КХ в КХ-континуум, происходящее под действием гармоник потенциала  $V_{KH}^{(j)}(\rho, z)$ . Эта вероятность перехода описывается матричными элементами вида

$$\langle V_{KH}^{(j)} \rangle = \langle (3d)_{KH} | V_{KH}^{(j)} | E_{KH} \rangle,$$

где  $|(nl)_{KH}\rangle$  и  $|E_{KH}\rangle$  — волновые функции дискретного и непрерывного спектров потенциала КХ. В слабых полях достаточно ограничиться рассмотрением переходов, происходящих только под действием низшей гармоники  $V_{KH}^{(1)}(\rho, z)$ . Учитывая, что стабилизация в наших расчетах наблюдается при  $\alpha_e \ll a_0 n^2$ , представим  $V_{KH}^{(1)}$  в виде:

$$V_{KH}^{(1)}(\rho, z) = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_e e^2}{r^2} P_1(\cos \theta) - \frac{3}{8} \frac{\alpha_e^3 e^2}{r^4} P_3(\cos \theta) + \dots \tag{15}$$

Переписывая (15) в виде

$$V_{KH}^{(1)}(\rho, z) \simeq -e\epsilon_0 z f(\rho, z), \tag{16}$$



Таблица

Квадраты интегралов перекрытия  $|(nl, m = 2|(3d)_{KH}, m = 2)|^2$  волновых функций стационарных состояний КХ и соответствующих им состояний невозмущенного атома

$P, \text{Вт/см}^2$	$3d$	$4d$	$5g$	$5d$
0	1	0	0	0
$10^{13}$	0.995	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$6.1 \cdot 10^{-4}$
$10^{14}$	0.990	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
$6 \cdot 10^{14}$	0.957	$2.02 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$
$10^{15}$	0.926	$3.31 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$9.3 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^{15}$	0.786	$8.25 \cdot 10^{-2}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$2.68 \cdot 10^{-2}$
$10^{16}$	0.500	0.147	$6.90 \cdot 10^{-3}$	$6.00 \cdot 10^{-2}$

где

$$f(\rho, z) = \frac{e^2}{2m\omega^2} \left\{ \frac{1}{r^3} - \frac{9}{8} \frac{\alpha_e^2}{r^5} + \frac{15}{8} \frac{\alpha_e^2 z^2}{r^7} + \dots \right\}, \tag{17}$$

заметим, что оператор взаимодействия  $V_{KH}^{(1)}$  можно представить в виде произведения двух сомножителей, один из которых,  $-eze_0$ , соответствует оператору взаимодействия с электромагнитным полем в  $d\varepsilon$ -калибровке в атомном базисе. Стабилизация в режиме КХ наступает в результате того, что матричный элемент  $\langle V_{KH}^{(1)} \rangle$  не возрастает с увеличением напряженности поля. Это возможно, когда возрастание вероятности ионизации с интенсивностью, определяемое оператором  $-eze_0$ , компенсируется вкладом второго сомножителя  $f(\rho, z)$ . Возникновению эффекта стабилизации способствует также увеличение области локализации связанного состояния КХ по сравнению с соответствующим атомным состоянием и (или) увеличение энергии фотоэлектрона в континууме в результате уменьшения энергии связи электрона в потенциале КХ с ростом интенсивности. Однако представленные в таблице интегралы перекрытия волновых функций атомного состояния и состояний КХ  $|(3d)_{KH}|nl|^2$  для различных значений интенсивности, а также зависимости энергий стационарных состояний потенциала КХ в области возникновения стабилизации  $P = 10^{14}-10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 4) показывают, что в наших условиях этими двумя факторами можно пренебречь. Оценивая амплитуду вероятности перехода из дискретного спектра в континуум как

$$C_i \sim \langle E_{KH} | V_{KH}^{(1)} | (nl)_{KH} \rangle \simeq -e\varepsilon_0 \sum_{n', l'} \langle E_{KH} | z | (n'l')_{KH} \rangle \langle (n'l')_{KH} | f | (nl)_{KH} \rangle$$

и пренебрегая разницей между волновыми функциями стационарных состояний в атомном потенциале и потенциале КХ, получим

$$C_i \sim -e\varepsilon_0 \langle E | z | nl \rangle \langle f \rangle, \tag{18}$$

где

$$\langle f \rangle = \langle nl | f(\rho, z) | nl \rangle$$

— среднее значение величины  $f$  по начальному квантовому состоянию  $|nl\rangle$ . Используя явное выражение для радиальной волновой функции циркулярного состояния  $|nl\rangle = |n, n-1\rangle$

$$R_{n,n-1}(r) = \sqrt{\frac{8}{(2n)!n^3a_0^3}} \left(\frac{2r}{na_0}\right)^{n-1} \exp\left(-\frac{r}{na_0}\right), \quad (19)$$

найдем для  $l \geq 2$

$$\langle V_{KH}^{(l)} \rangle \approx -e\epsilon_0 z n E \frac{e^2}{2m\omega^2 a_0^3} \frac{1}{n^4(n-1/2)(n-1)} \left\{ 1 - \frac{9}{8} \frac{\alpha_e^2}{a_0^2 n^2 (n-2)(n-3/2)} \right\}. \quad (20)$$

Учитывая, что вероятность ионизации  $W_1 \sim |\langle V_{KH}^{(l)} \rangle|^2$ , получим из (20) оценку для порога стабилизации циркулярного состояния:

$$\alpha_e^2 \approx (4/9)a_0^2 n^2 (n-2)(n-3/2). \quad (21)$$

Оценки порога стабилизации, проведенные с помощью (21) для циркулярного состояния  $3d$ ,  $m = 2$  при  $\hbar\omega = 5$  эВ, дают  $\alpha_e^2 \approx 6a_0^2$ , откуда  $P^* \approx 3.5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, что хорошо совпадает с результатами проведенных расчетов. Отметим также, что в условиях экспериментов [4] по ионизации водородоподобного атома Ne в циркулярном состоянии  $5g$ ,  $m = 4$  излучением лазера с  $\hbar\omega = 2$  эВ из (21) получаем  $\alpha_e^2 \approx 100a_0^2$  и  $P^* \approx 8 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, что также близко к данным лабораторных [4] и компьютерных [22] экспериментов.

Наиболее убедительным доказательством справедливости картины Крамерса—Хеннебергера в условиях наших расчетов являются данные, представленные на рис. 5. На этом рисунке приведена суммарная заселенность всех связанных состояний КХ  $W_{KH}^Z$  (в рассматриваемом диапазоне параметров ощутимый вклад в эту сумму дают лишь два состояния КХ, соответствующие перестроенным  $3d$ -, и  $4d$ -состояниям атомного потенциала) в течение времени действия лазерного импульса для различных интенсивностей излучения на «полке» генерации. Представленные зависимости являются плавными функциями времени и не испытывают резких осцилляций с периодом, равным половине длительности оптического цикла, характерных для проекции волновой функции  $\psi(\rho, z, t)$  на состояния невозмущенного атома. При этом скорость распада

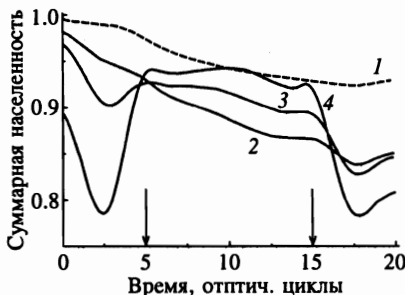


Рис. 5. Динамика суммарной населенности связанных состояний КХ в течение лазерного импульса для различных интенсивностей излучения (в Вт/см<sup>2</sup>): 1 — 10<sup>14</sup>, 2 — 6 · 10<sup>14</sup>, 3 — 10<sup>15</sup>, 4 — 3 · 10<sup>15</sup>. Стрелками показаны начало и конец «полки» лазерного импульса. Состояния КХ соответствуют лазерной интенсивности на «полке» генерации

состояний КХ во времени является немонотонной функцией лазерной интенсивности. При увеличении интенсивности до  $P^* = 6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдается увеличение скорости распада состояний КХ, а при дальнейшем возрастании интенсивности состояния КХ оказываются все более устойчивыми по отношению к ионизации, т. е. наблюдается эффект стабилизации. Такая динамика суммарной населенности состояний КХ полностью согласуется с проведенными выше аналитическими оценками.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наблюдаемая в наших компьютерных расчетах, а также в экспериментах [4] стабилизация циркулярных состояний может быть интерпретирована в рамках подхода Крамерса—Хеннебергера. При этом существенно, что насыщение ионизации возникает, когда амплитуда колебаний свободного электрона значительно меньше характерного размера атомного потенциала, а стационарные состояния в потенциале Крамерса—Хеннебергера близки к стационарным состояниям свободного атома. В такой ситуации представляет интерес интерпретация полученных результатов в базе состояний свободного атома. В условиях, когда двухфотонные переходы  $\Lambda$ -типа, связывающие различные состояния дискретного спектра, не могут привести к реализации интерференционного механизма [2, 5–7], единственной причиной, приводящей к насыщению вероятности ионизации на уровне, существенно меньшем единицы, могут быть переходы между состояниями непрерывного спектра системы, проявляющиеся в почти свободных колебаниях электронного волнового пакета. Такая интерпретация процесса позволяет говорить о новом механизме стабилизации, носящем, по-видимому, интерференционный характер: стабилизация возникает в результате когерентного переселения континуума свободно-свободными переходами и интерференции амплитуд однофотонного и трехфотонного переходов в континуум

$$|n\rangle \rightarrow |E\rangle,$$

$$|n\rangle \rightarrow |E'\rangle \rightarrow |E''\rangle \rightarrow |E\rangle.$$

Отметим также, что дальнейшее увеличение интенсивности излучения будет, с одной стороны, увеличивать вероятность многофотонных переходов, приводящих к интерференционной стабилизации, а с другой стороны, — формировать потенциал КХ, существенно отличающийся от исходного атомного. В такой ситуации возникает принципиальный вопрос о возможности сосуществования и конкуренции известных механизмов стабилизации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-15-96447 и 98-02-16670). Авторы работы выражают благодарность Н. Б. Делоне и М. В. Федорову за интерес к работе и полезные обсуждения и замечания.

## Литература

1. M. Gavrilu and J. Kaminski, Phys. Rev. Lett. **52**, 613 (1984).
2. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, J. Phys. B **21**, L155 (1988).
3. M. P. de Boer, J. H. Hoogenraad, R. B. Vrijen et al., Phys. Rev. A **50**, 4085 (1994).
4. N. J. van Druten, R. C. Constantinescu, J. M. Schins et al., Phys. Rev. A **55**, 622 (1997).
5. M. V. Fedorov, J. Phys. B **27**, 4145 (1994).
6. M. V. Fedorov, M.-M. Tehranchi, and S. M. Fedorov, J. Phys. B **29**, 2907 (1996).
7. O. V. Tikhonova and M. V. Fedorov, Phys. Rev. A **58**, 1322 (1998).
8. M. Pont, N. R. Walet, M. Gavrilu, and C. W. McCurdy, Phys. Rev. Lett. **61**, 939 (1988).
9. M. Pont and M. Gavrilu, Phys. Rev. Lett. **65**, 2362 (1990).
10. R. Grobe and M. V. Fedorov, Laser Phys. **3**, 265 (1993).
11. Q. Su, A. Sanpera, and L. Roso-Franco, Int. J. Modern Phys. **8**, 1655 (1994).
12. K. C. Kulander, Phys. Rev. A **35**, 445 (1987).
13. K. C. Kulander, K. J. Shafer, and J. L. Krause, Phys. Rev. Lett. **20**, 2601 (1991).
14. M. Dorr, R. M. Potvliege, D. Proulx, and R. Shakeshaft, Phys. Rev. A **43**, 3729 (1991).
15. M. Gajda, B. Pirauх, and K. Rzazewski, Phys. Rev. A **50**, 2528 (1994).
16. K. Im, R. Grobe, and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **49**, 2853 (1994).
17. А. А. Андреев, В. Е. Семенов, Опт. и спектр. **78**, 594 (1995).
18. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **108**, 436 (1995).
19. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **113**, 593 (1998).
20. O. V. Tikhonova, E. A. Volkova, A. M. Popov, and M. V. Fedorov, Laser Phys. **8**, 85 (1998).
21. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, Опт. и спектр. (2000), в печати.
22. B. Pirauх and R. M. Potvliege, Phys. Rev. A **57**, 5009 (1998).
23. H. Barry Bebb, J. Math. Phys. **7**, 955 (1966).
24. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атома с одним и двумя электронами*, Физматгиз, Москва (1960).
25. Б. М. Смирнов, *Возбужденные атомы*, Энергоатомиздат, Москва (1982).
26. А. М. Попов, О. В. Тихонова, and Е. А. Volkova, Laser Phys. **9**, 201 (1999).
27. А. А. Krylovetsky, N. L. Manakov, and S. I. Marmo, Laser Phys. **7**, 781 (1997); А. А. Крыловецкий, Н. Л. Манаков, С. И. Мармо, тез. докл. XVI Конф. «Фундаментальная атомная спектроскопия», Звенигород (1998), с. 148.