

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

PACS 42.50.Hz, 32.80.Rm, 32.80.Fb, 42.65.Jx, 02.60.Cb

Поляризационный отклик газовой среды в поле высокоинтенсивного ультракороткого лазерного импульса: керровские нелинейности высших порядков или электронная компонента плазмы?**Е.А.Волкова, А.М.Попов, О.В.Тихонова**

Методом прямого численного интегрирования уравнения Шредингера исследуется поляризационный отклик квантовых систем, моделирующих атомы серебра и ксенона в поле высокоинтенсивного фемтосекундного титан-сапфирового лазера (энергия кванта $\hbar\omega \approx 1.5$ эВ). Определены области применимости теории возмущений и разложения поляризации по степеням поля. Анализируются вклады возбужденных атомов и электронов в состояниях непрерывного спектра в поляризационный отклик на частоте воздействующего поля, возникающие в результате процессов возбуждения и фотоионизации. Показано, что для рассматриваемых систем именно ионизация приводит к смене знака диэлектрической восприимчивости по мере увеличения интенсивности воздействующего излучения.

Ключевые слова: самофокусировка, поляризационный отклик, многофотонная ионизация, численное моделирование, сильные электромагнитные поля.

1. Введение

Эффект самофокусировки электромагнитного излучения в нелинейной среде, предсказанный полвека назад [1], рассмотренный в теоретических работах [2,3] и впервые экспериментально наблюдавшийся в [4], продолжает привлекать к себе внимание на протяжении нескольких десятилетий. Традиционный взгляд на эффект самофокусировки заключается в том, что под действием достаточно сильного лазерного поля в среде на частоте воздействующего поля возникает нелинейная поляризуемость, которая приводит к формированию собирающей линзы, фокусирующей распространяющееся излучение. При этом, если напряженность поля в электромагнитной волне мала по сравнению с внутриатомным полем, вычисление нелинейных поляризуемостей можно проводить в рамках квантовомеханической теории возмущений. В первом порядке теории возмущений возникает линейное по полю слагаемое, используемое в линейной оптике, во втором – квадратичное, в третьем – кубическое, и т. д. Вклад в поляризационный отклик на частоте воздействующего поля дают все нелинейные восприимчивости нечетных порядков. Однако в рамках описанного выше подхода основной вклад в нелинейный отклик вносит кубическая восприимчивость среды. Дополнительный (малый) вклад в нелинейную поляризуемость на частоте воздействующего поля дают также нелинейные восприимчивости пятого, седьмого и более высоких нечетных порядков. Другими словами, в рамках описанного подхода атомный отклик на частоте воздействующего поля можно представить в виде ряда:

$$d_{\omega} = \chi(\omega, E_{\omega}) E_{\omega} = \chi^{(1)}(\omega) E_{\omega} + \chi^{(3)}(\omega) E_{\omega}^3 + \dots, \quad (1)$$

где $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная, а $\chi^{(3)}(\omega)$ – кубическая нелинейная восприимчивость среды на частоте поля.

При этом предельный пространственный размер, в который может быть сфокусирован лазерный пучок, определяется концентрацией свободных электронов в плазме, образующейся в процессе сжатия пучка. Это обусловлено тем, что восприимчивость плазмы является отрицательной, вследствие чего рост концентрации электронов сопровождается компенсацией фокусирующих свойств среды. В результате при самофокусировке излучения, как правило, возникают один или несколько длинных проводящих каналов (филаментов), представляющих собой неравновесное плазменное образование, излучающее в широком спектральном диапазоне частот [5, 6].

Появление мощных тераваттных лазеров, позволяющих получать импульсы, напряженность электрического поля волны в которых сопоставима с внутриатомными значениями и даже превышает их, а длительность составляет несколько десятков фемтосекунд, делает актуальным исследование явления самофокусировки в этом новом диапазоне параметров лазерного излучения (см. [7,8] и цитируемую там литературу). В этих условиях квантовомеханическая теория возмущений оказывается неприменимой, а следовательно, разложение по степеням поля для вычисления атомных восприимчивостей – некорректным. С другой стороны, для импульсов длительностью в несколько десятков фемтосекунд столкновения между частицами газа практически полностью отсутствуют, и электронная компонента плазмы образуется только в результате многофотонной или туннельной (надбарьерной) ионизации атомов, в то время как процессом лавинной ионизации можно пренебречь.

Фактически, в такой ситуации поляризационный отклик среды может быть рассчитан на основе изучения динамики электронов одного из атомов, образующих среду в поле высокоинтенсивного ультракороткого импульса.

Е.А.Волкова, А.М.Попов, О.В.Тихонова. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119234, Москва, Воробьевы горы; e-mail: alexander.m.popov@gmail.com

Поступила в редакцию 28 апреля 2012 г., после доработки – 14 июня 2012 г.

Такая задача в настоящее время может быть решена численно на основе прямого интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, описывающего эволюцию электронов атома (молекулы) в поле электромагнитной волны [9]. Актуальность такого подхода в настоящее время исключительно велика. В работах [10–12] было высказано предположение, что в процессе самофокусировки и возникновения филамента наряду с образованием плазмы важную роль могут играть керровские нелинейности высших порядков (НОКЕ – High Order Kerr Effect). Действительно, если нелинейности высших порядков дают отрицательный вклад в показатель преломления, то при определенных условиях ограничение пространственного размера, до которого сжимается лазерный пучок при филаментации излучения, теоретически возможно даже в отсутствие ионизации. Подтверждением справедливости этих слов являются недавние экспериментальные работы [13, 14], в которых сделана попытка объяснить процесс филаментации лазерного излучения в области интенсивностей в несколько десятков ТВт/см² преобладающим вкладом в отклик нелинейностей высших порядков в отсутствие образования плазмы. Однако справедливость такой интерпретации экспериментов [13, 14] была подвергнута сомнению в [15, 16].

За последние два года был опубликован целый ряд работ (см., напр., [13, 14, 17–20]), как поддерживающих новую точку зрения на роль НОКЕ при филаментации лазерного излучения, так и отвергающих ее (см. [15, 16, 21–25]). Не вдаваясь в подробности дискуссии между двумя группами авторов, выступающих «за» и «против» НОКЕ, следует признать, что в настоящее время убедительных экспериментальных данных в пользу той или иной точки зрения не существует. Убедительно ответить на вопрос о роли вклада электронной компоненты плазмы и нелинейностей, обусловленных нейтральными атомами, в процесс филаментации ультракоротких лазерных импульсов, как нам кажется, можно путем прямого численного решения нестационарного уравнения Шредингера, описывающего динамику электронной подсистемы атома в лазерном поле и позволяющего различить эффекты, связанные с поляризацией атомов и с образованием свободных электронов. Такая задача рассматривается в данной работе.

2. Постановка задачи

Численные расчеты проводились нами для одноэлектронных атомов с потенциалами ионизации $I = 7.58$ и 12.13 эВ, что соответствует потенциалам ионизации атомов серебра и ксенона. Одноэлектронная модель атома серебра достаточно подробно обсуждается в [26]. Квантовая система с потенциалом ионизации 12.13 эВ, соответствующим потенциалу ионизации атома ксенона, описывалась сглаженным кулоновским потенциалом

$$V(r) = -\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + r^2}}$$

с параметром сглаживания $\alpha = 0.0943$ Å. Расчеты показали, что такая модель хорошо описывает зависимость вероятности ионизации атома ксенона от интенсивности излучения и находится в согласии с данными экспериментов [27, 28].

Эволюция электронной подсистемы атома во внешнем электромагнитном поле анализировалась на основе

численного решения нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\frac{\partial\psi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\frac{1}{2}\nabla^2\psi(\mathbf{r},t) + V(r)\psi(\mathbf{r},t) + V_{\text{int}}(\mathbf{r},t)\psi(\mathbf{r},t). \quad (2)$$

Здесь $V(r)$ – одноэлектронный потенциал исследуемого атома; $V_{\text{int}}(\mathbf{r}, t)$ – энергия его взаимодействия с полем электромагнитной волны. Поле электромагнитной волны полагалось линейно поляризованным, а его взаимодействие с атомом рассматривалось в дипольном приближении

$$V_{\text{int}} = r \cos\theta E(t), \quad (3)$$

где $E(t)$ – напряженность электрического поля волны; θ – угол между радиус-вектором электрона \mathbf{r} и вектором $\mathbf{E}(t)$. Предполагалось, что в начальный момент атом находится в основном состоянии $|g\rangle$. Лазерный импульс имел сглаженную трапецеидальную форму с длительностями фронтов t_f и плато t_p . При этом электрическое поле задавалось через векторный потенциал $E(t) = -(1/c)(\partial A/\partial t)$:

$$A(t) = A_0(t) \sin \omega t,$$

где огибающая

$$A_0(t) = \begin{cases} A_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ A_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_p, \\ A_0 \cos^2 \frac{\pi[t - (t_f + t_p)]}{2t_f}, & t_f + t_p \leq t \leq 2t_f + t_p. \end{cases} \quad (4)$$

Амплитуда векторного потенциала связана с интенсивностью излучения на «плато» импульса соотношением $P = \omega^2 A_0^2 / 8\pi c$.

В расчетах энергия кванта $\hbar\omega$ выбиралась равной 1.5 эВ, что примерно соответствует частоте излучения титан-сапфирового лазера. Использовались две различные формы лазерного импульса: при расчетах эволюции атома серебра – «короткий» импульс с $t_f = 2T$ и $t_p = 10T$ ($T = 2\pi/\omega$ – период оптических колебаний), в случае ксеноноподобной системы – «длинный» импульс с $t_f = 20T$ и $t_p = 0$.

Методика численного интегрирования уравнения (2) подробно обсуждается в [29]. Расчет поляризационного отклика атомной системы может быть проведен по волновой функции системы, полученной в результате интегрирования уравнения (2):

$$\langle d_z(t) \rangle = -\int r \cos(\theta) |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 d^3 r. \quad (5)$$

Отметим, что в наших условиях возникающий дипольный момент направлен вдоль вектора поляризации излучения.

Разложение функций $E(t)$ и $\langle d_z(t) \rangle$ в интеграл Фурье,

$$E_\Omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int E(t) \exp(-i\Omega t) dt, \quad (6)$$

$$d_\Omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \langle d_z(t) \rangle \exp(-i\Omega t) dt, \quad (7)$$

позволяет определить спектральный состав поляризационного отклика $d_\Omega(E_\Omega)$ и попытаться из первых принципов вычислить нелинейные восприимчивости различных

порядков, найти область применимости расчета отклика методом разложения по степеням поля, а также выявить вклад нейтральных атомов и свободных электронов в поляризационный отклик.

На практике оказывается удобнее провести соответствующие вычисления с использованием теоремы Эренфеста [30]

$$\langle a_z(t) \rangle = -E(t) - \left\langle \frac{\partial V}{\partial z} \right\rangle, \tag{8}$$

поскольку фурье-образы дипольного момента d_Q и ускорения a_Q связаны соотношением $d_Q = a_Q/\Omega^2$.

3. Результаты моделирования

Остановимся, прежде всего, на анализе зависимости результатов расчета вероятностей ионизации и возбуждения рассматриваемых атомов от интенсивности излучения титан-сапфирового лазера. Рассчитанные вероятности ионизации $w_i(P)$ и возбуждения*) $w^*(P)$ атомных состояний (рис.1) к концу лазерного воздействия в области достаточно слабых полей соответствуют низшему порядку теории возмущений. В области более сильных полей ($P \geq 10^{13}$ Вт/см² для атома серебра и $P \geq 3 \times 10^{13}$ Вт/см² для ксеноноподобной системы) полученные зависимости яв-

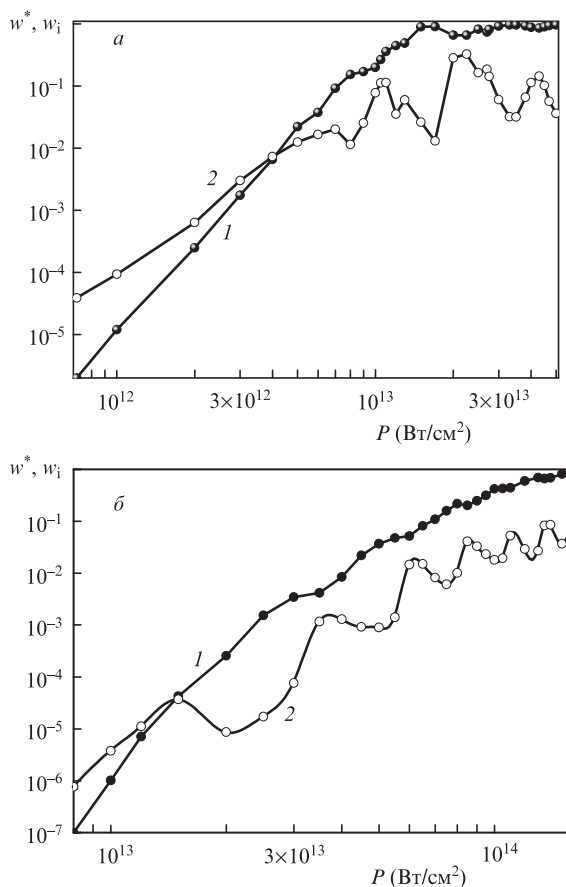


Рис.1. Зависимости вероятности ионизации (1) и возбуждения (2) атомов серебра (а) и ксенона (б) за импульс от интенсивности излучения титан-сапфирового лазера.

*) Под вероятностью возбуждения понимается суммарная вероятность заселения всех связанных состояний, кроме начального (основного).

ляются немонотонными, что особенно наглядно проявляется на кривой $w^*(P)$. Вероятность обнаружения атома в возбужденном состоянии оказалась осциллирующей функцией интенсивности. В [26, 28] было показано, что в основе наблюдаемого эффекта лежит многофотонный резонанс между основным состоянием и группой возбужденных (ридберговских) состояний, приводящий к их заселению и последующему когерентному перезаселению рамановскими переходами Λ -типа.

Очевидно, что величина поляризационного отклика системы в диапазоне интенсивностей, соответствующих возникновению эффекта удержания атомов в возбужденных и, прежде всего, ридберговских состояниях, не может быть рассчитана в рамках метода разложения поляризации по степеням поля, в том числе с учетом НОКЕ. Как мы увидим в дальнейшем, устойчивое удержание атомов в ридберговских состояниях оказывает существенное влияние на величину нелинейных атомных восприимчивостей.

Для анализа зависимости нелинейного атомного отклика от электрического поля волны для различных значений лазерной интенсивности по рассчитанной волновой функции системы $\psi(r, t)$ с использованием (5) и (8) были получены функции $\langle d_z(t) \rangle$ и $\langle a_z(t) \rangle$, которые затем раскладывались в интеграл Фурье. Типичные результаты спектрального разложения этих функций для исследуемых квантовых систем приведены на рис.2. Полученные разложения характеризуются ярко выраженными максимумами на частотах, соответствующих нечетным гар-

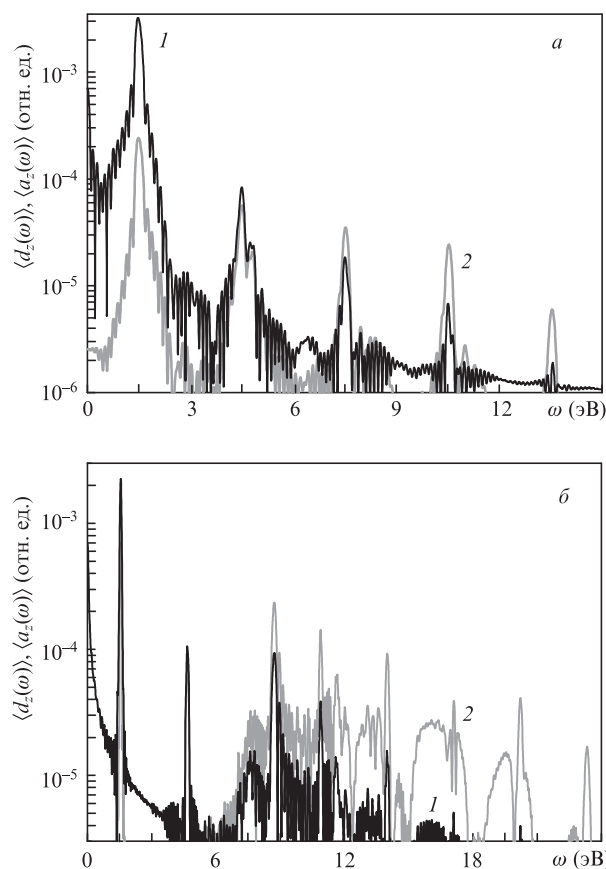


Рис.2. Спектральные разложения дипольного момента $\langle d_z(t) \rangle$ (1) и ускорения электрона $\langle a_z(t) \rangle$ (2), рассчитанные для атомов серебра при интенсивности 1.5×10^{13} Вт/см² (а) и атомов ксенона при интенсивности 4×10^{13} Вт/см² (б).

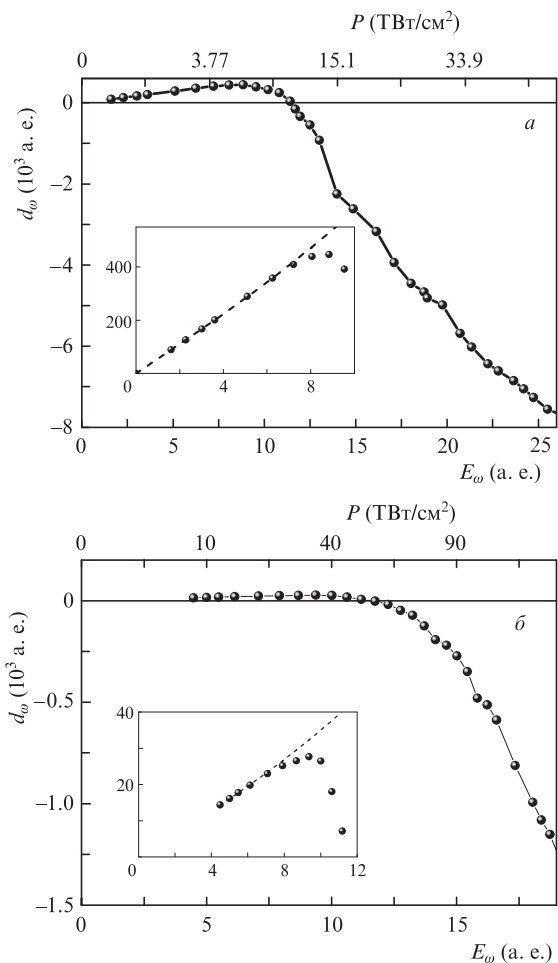


Рис.3. Зависимости поляризационного отклика на частоте поля от спектральной амплитуды напряженности электрического поля волны (или от интенсивности излучения) для атомов серебра (а) и ксенона (б). На вставках – те же зависимости в области слабых полей, позволяющие определить области применимости разложения поляризации по степеням поля. Штриховыми линиями обозначена зависимость (1).

моникам частоты лазерного импульса $\Omega_{2n+1} = (2n + 1)\omega$. ($n = 0, 1, 2, \dots$). Это обстоятельство позволяет из первых принципов вычислить возникающие поляризации на частотах Ω_{2n+1} с учетом процессов ионизации и возбуждения различных атомных состояний, определить диапазон интенсивностей, в котором возможно разложение поляризационного отклика по степеням поля, а также исследовать вклад процессов ионизации атома и его возбуждения в поляризационный отклик на частоте действующего поля.

Расчетанные зависимости поляризационного отклика на частоте лазерного поля d_ω от спектрального значения напряженности электрического поля волны для обоих атомов приведены на рис.3*). В относительно слабых полях, когда в процессе лазерного воздействия атом преимущественно остается в основном состоянии, полученные зависимости действительно описываются выражением вида (1). Однако в случае превышения интенсивностью

*) Следует иметь в виду, что используемые в расчетах импульсы имеют разную длительность, а следовательно, и разную спектральную ширину. Поэтому одно и то же значение пиковой интенсивности излучения соответствует разным значениям спектральной напряженности электрического поля E_ω для импульсов различной длительности.

некоторого критического значения, характерного для конкретной атомной системы, сначала наблюдается насыщение поляризационного отклика, а затем он меняет знак и становится отрицательным. Фактически это означает, что с увеличением интенсивности излучения фокусирующие свойства среды сменяются дефокусирующими, что и приводит к филаментации излучения.

Полученная зависимость $d_\omega(E_\omega)$ может быть обусловлена вкладом нелинейностей высших порядков в выражение (1), как это предполагается в работах [13, 14, 17–20]. С другой стороны, эффект насыщения поляризационного отклика системы с ростом поля, последующее его убывание, а затем и смена знака величины d_ω могут быть также обусловлены как вкладом в поляризационный отклик возбужденных атомных состояний, так и фотоионизацией и образованием электронной компоненты плазмы. Как уже отмечалось, в импульсах предельно малой длительности столкновительными процессами в газе можно пренебречь, и поляризационный отклик среды фактически определяется откликом отдельного атома на внешнее воздействие. Именно это обстоятельство позволяет на основе численного решения уравнения Шредингера для атомной системы в поле электромагнитной волны проанализировать вклады различных процессов, в том числе процессов возбуждения различных атомных состояний и фотоионизации атомов, в величину отклика.

Действительно, восприимчивость свободного электронного газа (бесстолкновительной плазмы) в пересчете на один электрон определяется выражением $\chi_c(\omega) = -1/\omega^2$. Эта величина для кванта излучения титан-сапфирового лазера примерно на порядок больше линейных атомных восприимчивостей $\chi^{(1)}(\omega)$ атомов ксенона и серебра. Следовательно, уже при степени ионизации газа порядка 10% вклад свободных электронов в континууме в поляризуемость среды должен быть существенным. Именно такая ситуация и наблюдается в наших расчетах: например, для модельного атома ксенона при интенсивности излучения $\sim 5 \times 10^{13}$ Вт/см² (при этом значении интенсивности величина d_ω обращается в ноль) вероятность ионизации атомов составляет 3%–5%. Аналогично смена знака d_ω для атомов серебра происходит при интенсивности 10^{13} Вт/см², когда вероятность ионизации составляет $\sim 10\%$.

Следует, однако, отметить, что в сильных лазерных полях количественный анализ вклада различных состояний атома в поляризационный отклик наталкивается на ряд трудностей. Наиболее принципиальным является тот факт, что в непертурбативном режиме ионизации говорить о заселении конкретных атомных состояний в течение лазерного воздействия возможно достаточно условно, в предположении о конкретном базисе атомных состояний дискретного и непрерывного спектров. При этом использовать базис состояний свободного атома, вообще говоря, некорректно, поскольку в сильном поле излучения происходит существенная перестройка атомных состояний и формирование атома, «одетого» полем. Таким образом, вычисление вклада различных атомных состояний, в том числе состояний континуума, в величину отклика возможно лишь в рамках конкретной модели, описывающей структуру спектра «одетого» атома и временную динамику населенностей перестроенных в поле состояний.

Важно отметить и другое обстоятельство. Само понятие атомной восприимчивости n -го порядка вводится в

рамках квантовомеханической теории возмущений в предположении, что амплитуды заселения всех состояний (и дискретного спектра и континуума) малы по сравнению с амплитудой заселения начального (как правило, основного) состояния. Поэтому даже в предположении, что анализ атомного отклика можно проводить в базисе состояний невозмущенного атома, в сильных лазерных полях, когда волновая функция может быть представлена в виде когерентной суперпозиции большого числа стационарных атомных состояний дискретного спектра и континуума с сопоставимыми амплитудами, описание отклика системы в терминах восприимчивостей различных порядков, вообще говоря, невозможно.

Для дальнейшего обсуждения интерпретации полученных данных существенно, что в условиях наших расчетов в сильных лазерных полях значительная часть остаточной населенности связанных состояний соответствует высоковозбужденным ридберговским состояниям вблизи границы континуума. Отметим, прежде всего, что при интерференционной стабилизации заселение ридберговских состояний происходит на переднем фронте генерации и в дальнейшем удерживается на примерно постоянном уровне (см. [26]), тогда как вероятность обнаружения электрона в континууме монотонно растет в течение лазерного импульса. При анализе отклика на частоте поля это позволяет исключить интерференционные члены, содержащие амплитуды заселения основного и низколежащих возбужденных атомных состояний. Поскольку поляризуемость ридберговских состояний практически совпадает с поляризуемостью свободных электронов $\chi_c(\omega) = -1/\omega^2$ [31], вклад возбужденных (ридберговских) состояний в атомный отклик $d_{\omega}^{(Rydb)} = -w^{(Rydb)} E_{\omega} / \omega^2$ где $w^{(Rydb)}$ – вероятность возбуждения ридберговских состояний атома. Учтем теперь также наличие нейтральных атомов в основном состоянии, восприимчивость которых можно рассчитать, используя разложение по степеням поля

$$\chi_g(\omega, E_{\omega}) = \chi_g^{(1)}(\omega) + \chi_g^{(3)}(\omega) E_{\omega}^2$$

(здесь $\chi_g^{(1)}(\omega)$ и $\chi_g^{(3)}(\omega)$ – линейная и кубическая восприимчивости нейтральных атомов на частоте поля). При этом высшие члены разложения восприимчивости по степеням поля не учитываются, поскольку в сильных полях концентрация нейтральных атомов оказывается пренебрежимо мала, и вид функции $\chi_g(\omega, E_{\omega})$ не имеет существенного значения. С учетом сказанного мы можем оценить вклад свободных электронов в восприимчивость среды:

$$\chi_c(\omega, E_{\omega}) = d_{\omega}(E_{\omega})/E_{\omega} + w^{(Rydb)}(E_{\omega})/\omega^2 - w_g(E_{\omega})\chi_g(\omega, E_{\omega}), \tag{9}$$

где w_g – вероятность обнаружения атома в основном состоянии к концу импульса.

Вычисленные таким образом вклады свободных электронов и ридберговских атомов в восприимчивость модельных атомов ксенона приведены на рис.4. Видно, что в области интенсивностей $P \geq 5 \times 10^{13}$ Вт/см² доминирующий вклад в нелинейную восприимчивость дает наличие свободных электронов, т.е. в рассматриваемой модели филаментация излучения будет происходить в результате

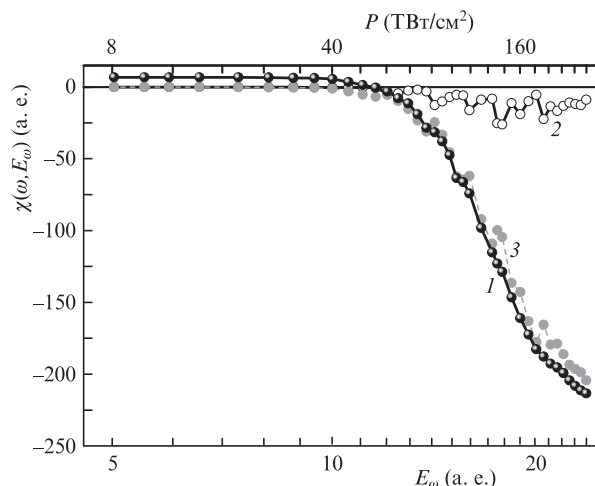


Рис.4. Зависимости восприимчивости модельных атомов ксенона $\chi(\omega, E_{\omega}) = d_{\omega}(E_{\omega})/E_{\omega}$ на частоте поля (1), а также вклада в него, вносимого ридберговскими атомами (2) и свободными электронами (3), от спектральной амплитуды электрического поля волны (или от интенсивности излучения).

фотоионизации газа и образования плазмы. Также видно, что некоторый вклад в этот процесс вносит эффект стабилизации и удержания части населенности в ридберговских состояниях.

Более сложная ситуация возникает при анализе вкладов различных состояний в величину восприимчивости атома серебра в сильном поле излучения титан-сапфирового лазера. Наличие низколежащих*) возбужденных состояний приводит к возможности их эффективного заселения в результате процессов трех- и четырехфотонного поглощения при совпадении разности энергий основного и возбужденного состояний (с учетом их штарковского сдвига) с энергией целого числа квантов поля. Зависимости вероятности возбуждения низколежащих и

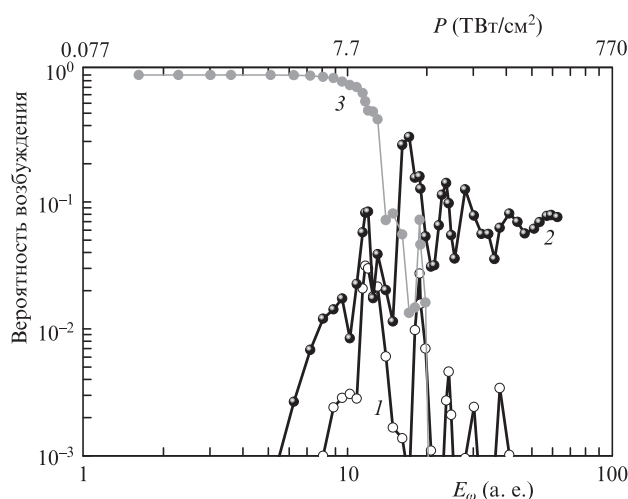


Рис.5. Зависимости вероятности возбуждения низколежащих (1) и ридберговских (2) состояний атома серебра от спектральной амплитуды электрического поля волны (или от интенсивности излучения). Кривая 3 соответствует вероятности обнаружения атома в основном состоянии.

*) Под низколежащими возбужденными состояниями в данном случае понимаются состояния, связанные с континуумом не однофотонными переходами.

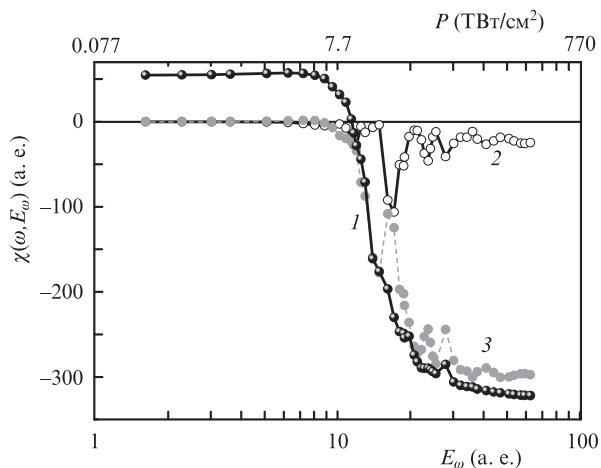


Рис.6. Зависимости восприимчивости модельных атомов серебра $\chi(\omega, E_\omega) = d_\omega(E_\omega)/E_\omega$ на частоте поля (1), а также вклада в него, вносимого ридберговскими атомами (2) и свободными электронами (3), от спектральной амплитуды электрического поля волны (или от интенсивности излучения).

ридберговских состояний дискретного спектра от интенсивности (и спектральной амплитуды напряженности электрического поля волны) приведены на рис.5. Видно, что практически во всем диапазоне интенсивностей излучения вероятность возбуждения ридберговских состояний доминирует. Наиболее яркий многофотонный резонанс, обусловленный трехфотонным возбуждением нижнего р-состояния, наблюдается в области интенсивностей $\sim 10^{13}$ Вт/см².

Именно необходимость учета вклада низколежащих возбужденных состояний, вообще говоря, представляет собой дополнительную проблему. Действительно, вблизи резонанса их восприимчивость может быть как положительной, так и отрицательной, причем восприимчивость возбужденного атома может быть существенно больше, чем у атома, находящегося в основном состоянии. Поэтому, вычитая из атомной восприимчивости, полученной в численных расчетах, вклады ридберговских атомов, а также основного атомного состояния (см. выражение (9)), мы получаем сумму восприимчивостей электронов в континууме и в низколежащих возбужденных атомных состояниях $\tilde{\chi}(\omega, E_\omega)$ (см. рис.6, кривая 3). В условиях наших расчетов, однако, вклад низколежащих возбужденных состояний является малым при любых значениях интенсивности излучения. Этот вывод следует из того факта, что в области интенсивностей, соответствующих резонансному заселению низколежащих состояний $((1-2) \times 10^{13}$ Вт/см²), никаких особенностей на зависимости $\tilde{\chi}(\omega, E_\omega)$ не наблюдается. В то же время положения максимумов и минимумов на этой зависимости в точности совпадают с положениями максимумов и минимумов на кривой, описывающей вероятность ионизации. Поэтому можно утверждать, что в рассматриваемых условиях вклад низколежащих возбужденных состояний в восприимчивость является несущественным, а $\tilde{\chi}(\omega, E_\omega)$ фактически описывает вклад электронной компоненты плазмы. Поэтому для атомов серебра, как и для атомов ксенона, насыщение отклика и смена его знака также связаны с фотоионизацией и стабилизацией высоковозбужденных атомных состояний.

Представленные данные убедительно показывают, что в условиях наших расчетов за насыщение и смену зна-

ка отклика отвечает прежде всего образование плазмы. С другой стороны, в сильных полях, когда атомная динамика носит непертурбативный характер, как видно из рис.4 и 6, важную роль играет также отклик нейтральных сильно возбужденных атомов. Восприимчивость ридберговских атомов также является отрицательной, т.е. усиливающей дефокусирующие свойства среды. При этом количественно восприимчивости ридберговских атомов и свободных электронов практически совпадают, что делает затруднительным с экспериментальной точки зрения измерение их вклада в насыщение отклика и образование филаментов. По-видимому, может оказаться возможным реализовать режим распространения мощного лазерного импульса и его филаментации за счет накопления в среде ридберговских атомов в отсутствие существенного вклада свободных электронов.

4. Заключение

Таким образом, численные расчеты поляризационного отклика модельных атомов серебра и ксенона в поле высокоинтенсивного лазерного импульса фемтосекундной длительности показывают ограниченность обычно используемого подхода, основанного на разложении отклика по степеням электрического поля и введении нелинейных восприимчивостей различных порядков. При интенсивностях излучения, превышающих 10^{13} Вт/см² (что примерно на три порядка меньше атомного значения интенсивности), электронная динамика в атомах носит существенно непертурбативный характер и не может быть описана в рамках квантовомеханической теории возмущений, лежащей в основе вышеупомянутого метода. В частности в полях, соответствующих непертурбативному режиму, наиболее важным эффектом при расчете отклика на частоте воздействующего поля волны является процесс нелинейной атомной ионизации, приводящий к образованию плазмы и ответственный за филаментацию мощных ультракоротких лазерных импульсов в различных средах. Некоторый вклад в нелинейный отклик, также способствующий филаментации излучения, вносит образование ридберговских атомов, устойчивых по отношению к ионизации. Однако для пересмотра существующей парадигмы филаментации ультракоротких лазерных импульсов, как это было сделано в [13, 14, 17–20], в условиях наших расчетов оснований нет.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00064) и Минобрнауки РФ. Численное интегрирование уравнения Шредингера выполнялось на суперкомпьютере СКИФ-МГУ «Чебышев».

1. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1567 (1962).
2. Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7**, 564 (1964).
3. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479 (1964).
4. Пилипецкий Н.Ф., Рустемов А.Р. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 88 (1965).
5. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V., Kosareva O., Schroeder H. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
6. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
7. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
8. Chin S.L. *Femtosecond Laser Filamentation* (New York: Springer, 2010).
9. Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В. *Письма в ЖЭТФ*, **94**, 559 (2011).
10. Gaeta A.L., Wise F. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 229401 (2001).

11. Koprinkov I.G., Suda A., Wang P., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3847 (2000).
12. Koprinkov I.G., Suda A., Wang P., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 229402 (2001).
13. Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **17**, 13429 (2009).
14. Béjot P., Kasparian J., Henin S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 103903 (2010).
15. Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **35**, 2550 (2010).
16. Teleki A., Wright E.M., Kolesik M. *Phys. Rev. A*, **82**, 065801 (2010).
17. Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **18**, 3011 (2010).
18. Béjot P., Hertz E., Kasparian J., Lavorel B., Wolf J.-P., Faucher O. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 243902 (2011).
19. Béjot P., Hertz E., Lavorel B., Kasparian J., Wolf J.-P., Faucher O. *Opt. Lett.*, **36**, 828 (2011).
20. Bree C., Demircan A., Steinmeyer G. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 183902 (2011).
21. Polynkin P., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 153902 (2011).
22. Kosareva O., Daigle J.-F., Panov N., Wang T., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Makarov V., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **36**, 1035 (2011).
23. Wang Z., Zhang C., Liu J., Li R., Xu Z. *Opt. Lett.*, **36**, 2336 (2011).
24. Wahlstrand J.K., Cheng Y.-H., Chen Y.-H., Milchberg H.M. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 103901 (2011).
25. Ni Jielei, Yao Jinping, Zeng Bin, Chu Wei, Li Guihua, Zhang Haisu, Jing Chenrui, Chin S.L., Cheng Y., Xu Z. *Phys. Rev. A*, **84**, 063846 (2011).
26. Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В. *ЖЭТФ*, **140**, 450 (2011).
27. Talebpour A., Chien C.Y., Chin S.L. *J. Phys. B*, **29**, 5725 (1996).
28. Azarm A., Sharifi M., Sridharan A., Hosseini S., Wang Q.Q., Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A., Chin S.L. *Laser Phys.*, in press.
29. Попов А.М., Тихонова О.В., Волкова Е.А. *Laser Phys.*, **21**, 1593 (2011).
30. Блохинцев Д.И. *Основы квантовой механики* (М.: Наука, 1976, §32).
31. Fedorov M.V. *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field* (London: World Scientific, 1997).