

Генерация аттосекундных импульсов рекомбинационного излучения в двухчастотных лазерных полях

В.Д.Таранухин, Чжэн Цзяньган

Исследована возможность генерации аттосекундных импульсов рекомбинационного излучения при надпороговой туннельной ионизации атомов (ионов) в двухчастотных лазерных полях. Методом классических траекторий фотоэлектрона в континууме определены параметры полей, минимизирующие длительность рекомбинационного излучения. Показана возможность генерации в таких полях импульсов длительностью несколько десятков аттосекунд, а также принципиальная возможность получения когерентных электромагнитных импульсов длительностью $\tau_g \lesssim 1$ ас.

Ключевые слова: рекомбинационное излучение, генерация гармоник высокого порядка, аттосекундные импульсы.

1. Введение

Современные лазеры позволяют генерировать импульсы когерентного излучения длительностью несколько оптических периодов ($\tau \sim 1 - 10$ фс). Это делает возможным контроль молекулярных процессов и химических реакций, а также управление ими (фемтохимия). Однако для «трассировки» более быстрых электронных процессов необходимы импульсы аттосекундной длительности ($1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$). В настоящее время активно исследуется возможность генерации аттосекундных импульсов и их применений (в литературе для таких исследований используют специальный термин «аттофизика») [1, 2]. Основным направлением этих исследований является применение генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) в сильных лазерных полях [1–3], поскольку рекомбинационное излучение в этом случае имеет высокую частоту, что, в принципе, позволяет получать импульсы субфемтосекундной длительности. Генерация коротких импульсов при ГГВП возможна при выполнении фазового синхронизма для группы гармоник [4] или при использовании накачки с меняющейся поляризацией излучения [5]. В обоих случаях длительность рекомбинационного излучения $\tau_g \lesssim T = \lambda/c$ (где T и λ – оптический период и длина волны излучения накачки, а c – скорость света), что соответствует длительности порядка одной фемтосекунды. В настоящее время экспериментально реализована генерация импульсов длительностью несколько сотен аттосекунд [2].

В настоящей работе исследуется возможность получения существенно более коротких импульсов при ГГВП с помощью двухчастотной накачки. Такую накачку уже предлагалось использовать [6] для селекции спектра ГГВП, а также для фазового контроля и управления моментами ионизации и рекомбинации [7]. Фазовые изменения, при которых рекомбинация фотоэлектрона и ро-

дительского иона реализуется только при определенных параметрах двухчастотной накачки, позволяют управлять длительностью рекомбинационного излучения.

Рекомбинационное излучение, возникающее при ГГВП (при туннельной ионизации атома и последующей рекомбинации фотоэлектрона с родительским ионом), описывается волновым уравнением с источником, который является второй производной по времени от индуцированного полем дипольного момента $D(t)$. Момент D вычисляется из уравнения Шредингера, дающего, в частности, зависимость D от времени t , которая определяет длительность излучения. В [7–9] показано, что при выполнении условий, характерных для туннельного режима ионизации, ГГВП допускает квазиклассическое описание и что эволюцию фотоэлектрона в континууме можно описывать с помощью классических траекторий движущегося фотоэлектрона с родительским ионом (которая определяется различием в моментах возврата к родительскому иону разных частей электронного волнового пакета) и определяет длительность рекомбинационного излучения рассматриваемого атома. В протяженной среде на длительность рекомбинационного излучения могут влиять также эффекты распространения лазерного излучения и его пространственная неоднородность. Эти эффекты требуют специального расчета [10, 11] и в настоящей работе (основная цель которой – определение возможности генерации предельно коротких импульсов излучения) не рассматриваются.

2. Траектории электронного волнового пакета в двухчастотном поле

В случае одночастотной циркулярно поляризованной накачки генерация гармоник не происходит [5], т. к. после ионизации атома фотоэлектрон уходит далеко от родительского иона и никогда к нему не возвращается: для любых моментов времени ионизации отсутствуют столкновительные траектории электрона. При использовании линейно поляризованного излучения накачки, наоборот, волновой пакет движется в направлении поляризации поля и для любого момента ионизации (в пределах оптиче-

В.Д.Таранухин, Чжэн Цзяньган. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: tvd@ssf.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 9 июля 2004 г., после доработки – 9 ноября 2004 г.

ского периода) имеется столкновительная траектория, что и приводит к достаточно большой длительности рекомбинационного излучения ($\tau_g \sim T$). В случае же специальной двухчастотной накачки (включающей и циркулярно поляризованное излучение) процесс ГГВП возможен [7], причем появляется также возможность управления параметрами генерации, в частности длительностью рекомбинационного излучения.

Рассмотрим поле двухчастотного излучения накачки, являющееся комбинацией высокочастотного (ВЧ) поля, поляризованного эллиптически, и линейно поляризованного низкочастотного (НЧ) поля:

$$\mathbf{F} = F_0 [e_x(1 - \alpha^2)^{1/2} \cos \omega t + e_y \alpha \sin \omega t] + \mathbf{F}_{dc}, \quad (1)$$

$$\mathbf{F}_{dc} = -\beta F_0 [e_x(1 - \gamma^2)^{1/2} + e_y \gamma], \quad (2)$$

где F_0 , ω и α – амплитуда, частота и эллиптичность ВЧ компоненты накачки; e_x , e_y – орты; β и γ – параметры, определяющие относительную амплитуду и направление линейно поляризованной НЧ компоненты поля накачки \mathbf{F}_{dc} . В качестве НЧ компоненты можно использовать синхронизованное по времени с ВЧ полем излучение CO_2 -лазера. При этом в течение оптического периода ВЧ излучения на длине волны $\lambda \sim 1$ мкм поле CO_2 -лазера является практически постоянным. Для простоты ограничимся случаем коллинеарного распространения НЧ и ВЧ полей (вдоль направления z).

Как было отмечено выше, эволюцию фотоэлектрона в континууме (для туннельного режима ионизации) можно описывать с помощью классических траекторий различных частей волнового пакета электрона. Решение классического уравнения движения $m\ddot{\mathbf{r}} = e\mathbf{F}$ (где m и e – масса и заряд электрона; \mathbf{r} – радиус-вектор электрона) в поле (1) с нулевыми начальными координатами электрона [12] (предполагается, что атом находится в начале координат, а ширина туннельного барьера мала по сравнению с длиной волны λ) приводит к следующим траекториям:

$$x(t) = V_{0x}(t - t_0) - (1 - \alpha^2)^{1/2} [\cos t - \cos t_0 + (t - t_0) \sin t_0 + \beta_1(t - t_0)^2], \quad (3)$$

$$y(t) = V_{0y}(t - t_0) - \alpha [\sin t - \sin t_0 - (t - t_0) \cos t_0 + \beta_2(t - t_0)^2], \quad (4)$$

где t_0 – фаза ионизации (начальный момент времени эволюции фотоэлектрона в континууме); $\beta_1 = (\beta/2)[(1 - \gamma^2)/(1 - \alpha^2)]^{1/2}$; $\beta_2 = (\beta/2)(\gamma/\alpha)$. Здесь и далее использованы безразмерные переменные, причем время t нормировано на $1/\omega$, координаты x и y – на $eF_0/(m\omega^2)$, скорости – на $eF_0/(m\omega)$, а энергия – на пондеромоторную энергию ВЧ компоненты накачки $U_p = e^2 F_0^2 / (4m\omega^2)$. Начальные скорости $V_{0x,0y}$ различны для разных частей электронного волнового пакета. Для центральной части пакета, которая начинает движение в континууме вдоль направления поля $\mathbf{F}(t_0)$, имеем $V_{0x} = V_{0y} = 0$ [12]. Для остальных же частей пакета вследствие расплывания $V_{0x,0y} \neq 0$. Обозначим через φ угол между начальным направлением суммарного поля $\mathbf{F}(t_0)$ и осью x (рис. 1). Тогда для разных частей электронного пакета в плоскости xu получаем

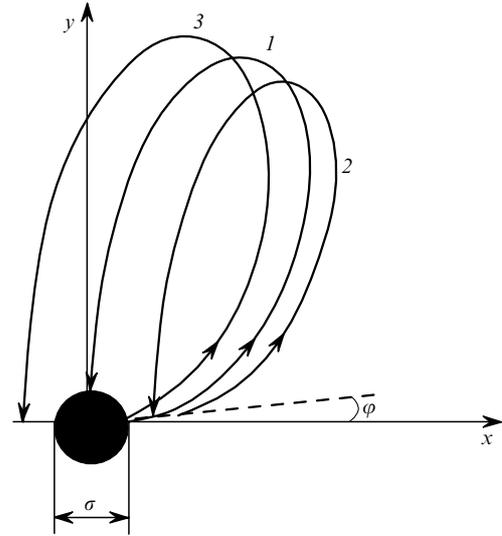


Рис. 1. Траектории центральной части электронного волнового пакета в континууме при использовании двухчастотной накачки с параметрами $\alpha = 1/\sqrt{2}$, $\beta \approx -0.2$, $\gamma \approx -1$ для моментов ионизации $t_0 = t_0^* = 0$ (1), $t_0 < t_0^*$ (2) и $t_0 > t_0^*$ (3), где t_0^* – центральное значение интервала моментов ионизации δt_0 . Стрелками показаны направления движения фотоэлектрона в момент вылета из атома и в момент возвращения его в область родительского иона; σ – характерный размер родительского иона.

$$V_0 = \pm V_{\Delta} (e_x \sin \varphi - e_y \cos \varphi), \quad (5)$$

где параметр V_{Δ} меняется от нуля для центральной части пакета до характерной скорости расплывания V_{sp} для периферийных частей пакета [13]. Скорость V_{sp} определяется шириной поперечного распределения вероятности туннельной ионизации [13] и зависит от мгновенного значения поля накачки $\mathbf{F}(t_0)$:

$$V_{sp} \sim F^{1/2}(t_0) U_1^{-1/4}, \quad (6)$$

где U_1 – потенциал ионизации атома. При больших интенсивностях излучения ВЧ компоненты накачки I для сохранения режима туннельной ионизации необходимо использовать высокозарядные ионы. В связи с этим с ростом интенсивности I и одновременным увеличением потенциала ионизации (при переходе к высокозарядным ионам) скорость расплывания пакета (6) меняется несущественно. В дальнейшем для скорости V_{sp} будем использовать значение ~ 0.6 нм/фс, которое хорошо согласуется с экспериментальными данными (при интенсивностях излучения накачки $I \approx 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см²) [5]. Заметим, что расплывание электронного пакета происходит и вдоль оси z . Однако это расплывание лишь уменьшает интенсивность рекомбинационного излучения, а на его длительность не влияет.

Таким образом, эволюция электронного волнового пакета в континууме описывается уравнениями (3), (4) с начальными скоростями

$$V_{0x} = \mp \frac{V_{\Delta} \varkappa}{(1 + \varkappa^2)^{1/2}}, \quad V_{0y} = \pm \frac{V_{\Delta}}{(1 + \varkappa^2)^{1/2}}, \quad (7)$$

где \varkappa , как следует из (5), определяется углом вылета электрона из атома φ (см. рис. 1): $\varkappa = \tan \varphi$. С другой стороны, $\tan \varphi = F_y(t_0)/F_x(t_0)$, и из уравнений (1), (2) сле-

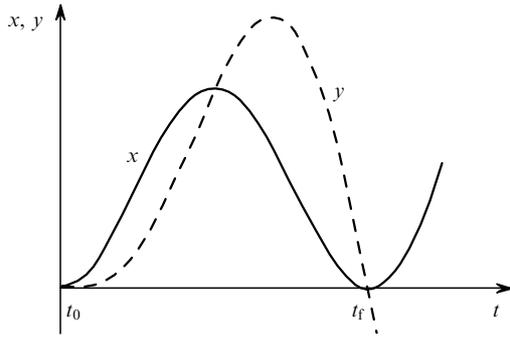


Рис.2. Зависимости координат центральной части электронного волнового пакета от времени его эволюции в континууме при двухчастотной накачке с параметрами $\alpha = 1/\sqrt{2}$, $\beta \approx -0.28$, $\gamma \approx -0.96$ и моменте ионизации $t_0^* = 0.1\pi$.

дует зависимость κ от параметров двухчастотной накачки и момента ионизации t_0 :

$$\kappa = \frac{\alpha \sin t_0 - 2\beta_2}{(1 - \alpha^2)^{1/2} \cos t_0 - 2\beta_1}. \quad (8)$$

Столкновительные траектории соответствуют случаю, когда в определенный момент времени t_f обе координаты x и y центральной части пакета стремятся к нулю одновременно (рис.2). При этом время «столкновения» определяется разбросом моментов рекомбинации различных частей пакета δt_f : «продольным» разбросом δt_{f1} , определяемым интервалом моментов ионизации δt_0 , для которых существуют столкновительные траектории (рис.1), и «поперечным» разбросом δt_{f2} , который определяется размером волнового пакета электрона в направлении его подлета к родительскому иону. Для обычной линейно поляризованной накачки оба эти фактора совпадают и $\delta t_f \sim T$ независимо от интенсивности излучения накачки. В случае же двухчастотной накачки (1) траектория волнового пакета электрона может существенно смещаться перпендикулярно начальному направлению суммарного поля $\mathbf{F}(t_0)$. При этом возможно значительное уменьшение «продольного» разброса δt_{f1} , а «поперечный» разброс δt_{f2} определяется распылением волнового пакета.

Из уравнений (3), (4) следует, что в отличие от одночастотной накачки, столкновительные траектории электрона существуют только для определенных наборов параметров α , β , γ и момента ионизации t_0 . На рис.1 показаны траектории центральной части электронного волнового пакета для разных t_0 . Видно, что при фиксированных параметрах накачки столкновение с родительским ионом может иметь место только для узкого интервала моментов ионизации δt_0 vicinity определенного $t_0 = t_0^*$. При выборе параметров излучения накачки желательно, чтобы энергия электрона в момент рекомбинации ε_f была как можно больше (для генерации гармоник с большими номерами), время, проводимое электроном в континууме, – как можно меньше (для уменьшения распыления электронного пакета и увеличения эффективности рекомбинации), отношение амплитуд НЧ и ВЧ полей – как можно меньше (ввиду разных мощностей лазеров с длинами волн 1 и 10 мкм) и чтобы в течение всего времени действия накачки существовала только одна столкновительная траектория (для генерации одиночного импульса рекомбинационного излучения).

Анализ уравнений (3), (4) показывает, однако, что нет однозначного решения этой проблемы: существует множество (в общем случае бесконечно большое) различных наборов параметров α , β , γ и t_0^* , при которых существуют столкновительные траектории. Тем не менее для генерации наиболее коротких импульсов рекомбинационного излучения важнее всего минимизировать время, которое возвращающийся электронный волновой пакет проводит вблизи родительского иона (особенно важно минимизировать параметр δt_f). Это достигается за счет увеличения кинетической энергии электрона в момент рекомбинации ε_f и уменьшения размера рекомбинирующей части пакета. Энергия ε_f определяется в основном интенсивностью излучения накачки I . При фиксированной же интенсивности I максимум ε_f достигается выбором параметров α , β , γ и t_0^* , обеспечивающих максимум скорости возвращающегося электрона $dr(t_f)/dt$, где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ – расстояние до родительского иона. Размер рекомбинирующей части пакета минимизируется за счет выбора ориентации электронного волнового пакета в пространстве в момент времени t_f (по отношению к направлению его подлета к родительскому иону), а также за счет минимизации «поперечного» размера пакета, определяемого скоростью его распыления и временем эволюции электрона в континууме.

Кроме того, как уже отмечалось, необходима минимизация интервала моментов ионизации δt_0 , для которых имеются столкновительные траектории, поскольку зависимость $t_f(t_0)$ может давать значительный вклад в разброс моментов рекомбинации δt_f (как в случае линейно поляризованной накачки). Существенным достоинством двухчастотной накачки (1), (2) является возможность значительного уменьшения интервала δt_0 . Это объясняется тем, что за счет выбора параметров накачки электронный волновой пакет в момент возврата к ядру может быть сориентирован в пространстве так, что направление его движения будет перпендикулярно продольной оси пакета. При этом рекомбинация (перекрывание с областью родительского иона) будет иметь место только для малой «продольной» части пакета (соответствующей малому интервалу моментов ионизации $\delta t_0 \ll 2\pi$), что реализуется при достаточно большой производной $dr(t_f)/dt_0$.

3. Оптимизация параметров двухчастотной накачки

Найдем условия, обеспечивающие минимальный размер рекомбинирующей части электронного волнового пакета и соответственно минимальный разброс моментов рекомбинации δt_f . Момент рекомбинации t_f определим из уравнения (3) для центральной части пакета (для которой $V_{0x} = 0$):

$$x_c(t_f) = 0. \quad (9)$$

Здесь и далее индекс «с» соответствует центральной части пакета. При этом $dx_c(t_f)/dt = V_{cx}(t_f) \equiv 0$ (см. рис.2), что фиксирует направления осей x и y ($\mathbf{e}_y \parallel \mathbf{V}_c(t_f)$). Минимум разброса времен рекомбинации δt_{f1} «продольной» части пакета реализуется при ориентации оси возвращающегося пакета перпендикулярно направлению подлета к родительскому иону (т. е. вдоль оси x) и максимальной производной $dr_c(t_f)/dt_0$. Первое из этих условий

означает, что вдоль оси x должен быть направлен и вектор $F(t_0)$, определяющий начальную ориентацию пакета, т. е. должно выполняться условие

$$\sin t_0 - 2\beta_2 = 0. \tag{10}$$

Заметим, что при этом обращается в нуль и параметр κ (8). Второе условие минимизирует интервал моментов ионизации δt_0 (и соответственно разброс моментов рекомбинации различных «продольных» частей пакета): $\delta t_0 = \sigma / [dr_c(t_f)/dt_0]$, где σ – эффективный размер родительского иона (рис.1). Учтем, что при определении (9) также имеет место соотношение $dx_c(t_f)/dt_0 \equiv 0$ и максимум производной $dr_c(t_f)/dt_0$, обеспечивающий наиболее быстрый переход от столкновительных траекторий к нестолкновительным при изменении фазы ионизации, достигается при выполнении условия

$$\frac{dy_c(t_f)}{dt_0} \equiv \frac{\partial y_c(t_f)}{\partial t_0} + \frac{\partial y_c(t_f)}{\partial t_f} \frac{\partial t_f}{\partial t_0} = \infty, \tag{11}$$

где функция $t_f(t_0)$, необходимая для вычисления производной $\partial t_f/\partial t_0$, задается уравнением (9) в неявном виде. Несложно убедиться в том, что условие $\partial t_f/\partial t_0 = \infty$, а вместе с ним и уравнение (11) реализуются, если параметры накачки α, β, γ и момент ионизации t_0 удовлетворяют следующему уравнению:

$$\sin t_f - \sin t_0 = 2\beta_1(t_f - t_0). \tag{12}$$

При малом временном разбросе δt_{f1} «продольных» частей электронного пакета существенным становится вклад в длительность рекомбинационного излучения вследствие разброса моментов рекомбинации δt_{f2} различных «поперечных» частей пакета. Этот вклад определяется скоростью пакета в момент рекомбинации $V_{cy}(t_f) = dy_c(t_f)/dt$ и его поперечным размером, формирующимся за счет распыливания. Последний зависит от скорости распыливания V_{sp} и времени эволюции электрона в континууме $t_f - t_0$. Обычно время $t_f - t_0 \sim 2\pi$, и существенно уменьшить его нельзя (иначе к моменту рекомбинации электрон не успеет набрать достаточно большую кинетическую энергию ϵ_f). Скорость же $V_{cy}(t_f)$ за счет выбора параметров накачки можно увеличить. Например, условие максимума скорости $V_{cy}(t_f)$ в зависимости от момента ионизации t_0 приводит к определенному соотношению между параметрами накачки, которое, однако, совпадает с уравнением (10). Наконец отметим, что выражения (10), (12) не позволяют найти единственный оптимальный набор параметров α, β, γ и t_0^* . Тем не менее эти выражения существенно облегчают поиск такого набора с помощью компьютера.

Таким образом, численное решение уравнений $x_c(t_f) = 0, y_c(t_f) = 0$ совместно с уравнениями (10), (12) определяет подходящий набор параметров излучения накачки α, β, γ и момент ионизации t_0^* . Затем компьютерное моделирование электронных траекторий (3), (4) для этого набора и для разных частей электронного пакета (для разных начальных скоростей $V_{0x,0y}$) позволяет определить разброс моментов столкновения δt_f с родительским ионом рекомбинирующих частей электронного волнового пакета. Максимальный разброс этих моментов и дает оценку времени рекомбинационного излучения τ_g .

4. Результаты численных экспериментов

Ниже приводятся результаты численных экспериментов по определению длительности рекомбинационного излучения τ_g в процессе ГГВП двухчастотной накачкой (1), (2) в соответствии с процедурой, изложенной выше. При этом в качестве ВЧ компоненты накачки рассматривается лазерное излучение с $\lambda = 1 - 0.8$ мкм и интенсивностью $I = 10^{16} - 10^{17}$ Вт/см². На рис.3 и 4 показана эволюция «продольной» части электронного волнового пакета при двухчастотной накачке (1), (2) в случае выполнения условий (10), (12) и при обычной линейно поляризованной накачке ($\alpha = \beta = 0$). Видно, что в обоих случаях происходит достаточно большое вытягивание пакета вдоль первоначального направления поля накачки (максимальное смещение периферийной части пакета порядка длины волны λ). Для обычной накачки это приводит к достаточно большому времени взаимодействия δt_f возвращающегося пакета с родительским ионом и относительно большому времени рекомбинации ($\tau_g \sim T$). При двухчастотной накачке со специально подобранными параметрами (рис.3) продольное вытягивание пакета не приводит к большому времени рекомбинации, т. к. пакет возвращается к родительскому иону не вдоль первоначального направления – оси x , а вдоль оси y . При этом рекомбинирует только малая часть «продольного» пакета ($\sim \sigma$).

Приведем результаты типичного численного эксперимента для этого случая (пересчет безразмерных величин в размерные будем проводить для излучения накачки

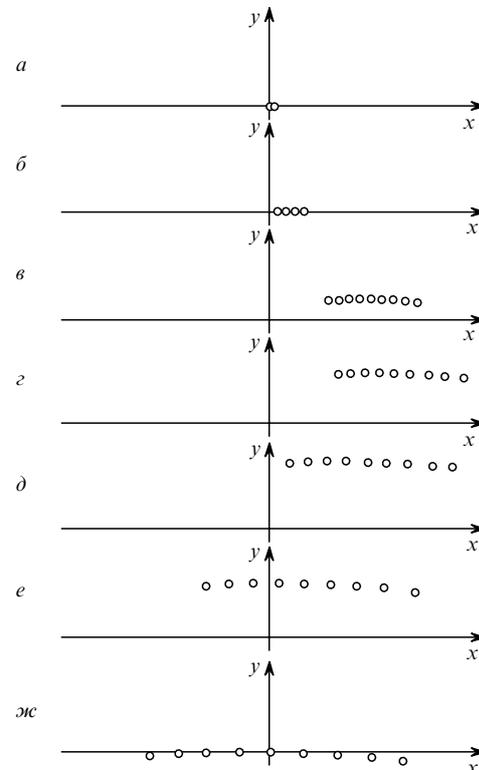


Рис.3. Продольная эволюция электронного волнового пакета в континууме (показаны части пакета (○), соответствующие моментам ионизации $t_0 = 0.1\pi \pm 0.02\pi n$, где $n = 0, 1, 2, 3, 4$; поперечный размер пакета $d_{\perp} \gg \sigma$ не показан) при двухчастотной накачке с параметрами $\alpha = 1/\sqrt{2}, \beta \approx -0.28, \gamma \approx -0.96$ в моменты времени $(t - t_0)/T = 0$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в), 0.45 (г), 0.6 (д), 0.75 (е) и 0.9 (жс). Атом (с эффективным размером σ) находится в начале координат.

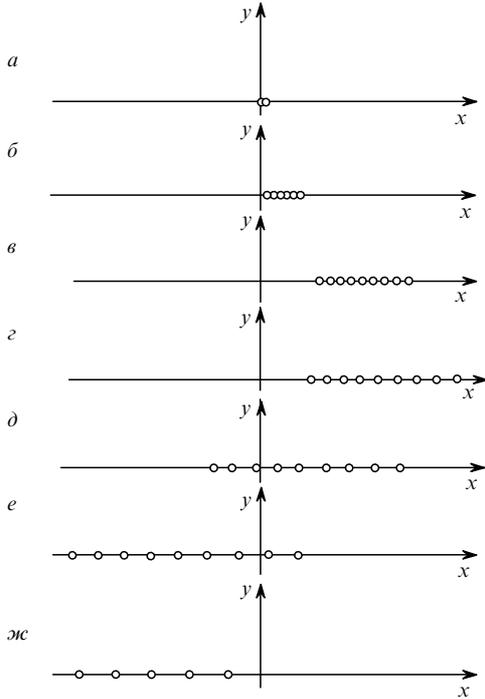


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для обычной линейно поляризованной накачки ($\alpha = \beta = 0$).

с интенсивностью $I = 5 \times 10^{17}$ Вт/см² на $\lambda = 0.79$ мкм). Из системы четырех уравнений $x_c(t_f) = 0$, $y_c(t_f) = 0$, (10) и (12) определяем следующий набор параметров: $\alpha = 1/\sqrt{2}$ (что соответствует ВЧ излучению с круговой поляризацией), $\beta \approx -0.29$, $\gamma \approx -0.94$ и единственный (в течение оптического периода ВЧ поля) момент ионизации $t_0^* \approx 0.13\pi$, при котором существуют столкновительные траектории. Численное моделирование траекторий для центральной части электронного пакета с такими параметрами дает момент рекомбинации $t_f \approx 1.87\pi$ и кинетическую энергию электрона в момент рекомбинации $\varepsilon_f \approx 4.5$ (или в размерных единицах $\varepsilon_f \approx 130$ кэВ), что соответствует генерации гармоник с номерами $\sim \varepsilon_f/(\hbar\omega) \approx 10^5$. При этом диапазон моментов ионизации δt_0 , при которых условие рекомбинации все еще выполняется, предельно мал и составляет ~ 0.1 ас, а разброс моментов рекомбинации «продольных» частей пакета δt_{f1} практически отсутствует. В данном случае длительность рекомбинационного излучения определяется максимальным разбросом моментов рекомбинации «поперечных» частей пакета $\delta t_{f2} \approx 0.028$, что соответствует размерной длительности рекомбинационного излучения $\tau_g \approx 12$ ас.

С увеличением интенсивности накачки I длительность τ_g уменьшается (в отличие от обычной линейно поляризованной накачки). При этом необходим (в случае строгого подхода) учет влияния магнитного поля излучения накачки на движение электрона в континууме [14]. Этот учет, однако, не меняет существенно величину τ_g , хотя конкретные значения необходимых параметров накачки могут измениться.

Полученное при численном моделировании значение δt_{f2} хорошо согласуется со следующей оценкой:

$$\delta t_{f2} \approx d_{\perp}/V_{cy}(t_f), \quad d_{\perp} = \Delta V_y(t_f - t_0), \quad \Delta V_y = 2V_{sp}. \quad (13)$$

Здесь d_{\perp} – поперечный размер пакета, формирующийся вследствие его расплывания; ΔV_y – разность скоростей

движения периферийных (вдоль оси y) частей пакета. При скорости электрона в момент рекомбинации $V_{cy}(t_f)$, сравнимой со скоростью света, и времени эволюции электрона в континууме порядка T оценка (13) для ВЧ излучения с $\lambda = 0.79$ мкм дает $\delta t_{f2} \approx 20$ ас. Существенное уменьшение этого значения возможно лишь при выборе таких параметров накачки, при которых время эволюции электрона в континууме заметно меньше оптического периода T , а энергия ε_f сохраняется достаточно большой. Отметим также, что полученная длительность импульса рекомбинационного излучения τ_g более чем на два порядка меньше длительности оптического периода ВЧ излучения T . Однако такой импульс содержит много оптических периодов рекомбинационного излучения (которые определяются параметром $\varepsilon_f = 2\pi\hbar/T_f$, где T_f – период рекомбинационного излучения) и в этом смысле является почти монохроматическим.

Наконец отметим еще одну особенность рекомбинационного излучения, обнаруженную в численном эксперименте: энергия ε_f различных рекомбинирующих частей электронного пакета различна. Так, для условий численного эксперимента, рассмотренного выше, имеется регулярное (практически линейное) увеличение этой энергии по мере последовательной рекомбинации различных «поперечных» частей пакета, причем максимальное изменение энергии $\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f \approx 10^{-2}$. Это приводит к фазовой модуляции (чирпу) рекомбинационного излучения. Физической причиной такой модуляции является расплывание волнового пакета электрона. Из уравнения (4) можно получить следующую оценку:

$$\frac{\Delta\varepsilon_f}{4V_{cy}(t_f)} \approx \Delta V_{cy} - 2V_{sp}, \quad (14)$$

где $\Delta V_{cy} = [\partial V_{cy}(t_f)/\partial t_f]\delta t_{f2}$. Из (14) следует, что изменение энергии ε_f обусловлено разными начальными скоростями (меняющимися от $-V_{sp}$ до V_{sp}) различных «поперечных» частей пакета (второе слагаемое в (14)), а вследствие этого и разными моментами их рекомбинации: $\delta t_{f2} = f(V_{sp})$ (первое слагаемое). Для условий численного эксперимента, рассмотренного выше, эти слагаемые имеют разные знаки, поэтому степень фазовой модуляции импульса рекомбинационного излучения чувствительна к конкретной скорости расплывания V_{sp} .

Наличие чирпа делает возможной компрессию рекомбинационного импульса. Коэффициент компрессии k оценивается обычным образом [15]:

$$k \approx \frac{\tau_g \Delta\varepsilon_f}{\hbar}. \quad (15)$$

Для рассмотренного выше численного эксперимента $k \approx 25$, что дает принципиальную возможность получения импульсов рекомбинационного излучения длительностью $\tau_g/k < 1$ ас.

5. Заключение

Таким образом, предложенный подход, заключающийся в использовании специальной двухчастотной накачки при ГГВП, позволяет генерировать когерентные импульсы электромагнитного излучения длительностью $\tau_g \sim 10$ ас, а также дает принципиальную возможность получения субаттосекундных импульсов.

Важным является вопрос об эффективности такой генерации. Как и при обычной накачке, эта эффективность определяется тремя факторами: вероятностью ионизации атома, скоростью распывания волнового пакета электрона в континууме и вероятностью электрон-ионной рекомбинации. Использование двухчастотной накачки (в том числе и циркулярно поляризованного излучения) не меняет существенно вероятность туннельной ионизации, т. к. последняя определяется мгновенным значением поля. Распывание волнового пакета и вероятность рекомбинации в расчете на один фотоэлектрон приблизительно такие же, как и при обычной ГГВП. Однако с помощью накачки (1), (2) осуществляется селекция только малой части всех фотоэлектронов, рекомбинирующих с родительским ионом, т. е. малой «продольной» части электронного волнового пакета. В соответствии с этим уменьшается и энергия, заключенная в импульсе рекомбинационного излучения.

Отметим, что и в обычной схеме ГГВП происходит селекция фотоэлектронов – селекция узкой «поперечной» части волнового пакета размером $d_{\perp} = \sigma$ (рис.4). При этом энергия рекомбинационного излучения ε_{f1} пропорциональна продольному размеру пакета d_{\parallel} . В случае накачки (1), (2), наоборот, реализуется селекция узкой «продольной» части волнового пакета размером $d_{\parallel} = \sigma$ (рис.3) и энергия рекомбинационного излучения $\varepsilon_{f2} \sim d_{\perp}$.

Таким образом, при двухчастотной накачке потери «продольной» энергии пакета частично компенсируются приобретением его «поперечной» энергии. При этом отношение энергий для двух случаев $\varepsilon_{f2}/\varepsilon_{f1} \sim d_{\perp}/d_{\parallel}$, или $\varepsilon_{f2}/\varepsilon_{f1} \sim \tau_{\perp}/\tau_{\parallel}$, где $\tau_{\parallel,\perp}$ – длительности рекомбинационного излучения при ГГВП с обычной и двухчастотной

накачкой. Сравнение длительности $\tau_{\perp} \approx 10$ ас, полученной в настоящей работе, с рекордно малой длительностью $\tau_{\parallel} \approx 250$ ас, достигнутой экспериментально в [2] при использовании обычной схемы ГГВП, для относительного уменьшения энергии генерации рекомбинационных импульсов длительностью $\tau_g \sim 10$ ас дает $\varepsilon_{f2}/\varepsilon_{f1} \approx 0.04$.

1. Hentschel M., Kienberger R., Spielmann Ch., et al. *Nature*, **414**, 509 (2001); Drescher M., Hentschel M., Kienberger R., et al. *Science*, **291**, 1923 (2001); Niikura H., Legare F., Hasbani R., et al. *Nature*, **417**, 917 (2002); Kienberger R., Hentschel M., Uiberacker M., et al. *Science*, **297**, 1144 (2002); Baltuska A., Udem Th., Uiberacker M., et al. *Nature*, **421**, 611 (2003).
2. Paul P.M., Toma E.S., Breger P., et al. *Science*, **292**, 1689 (2001).
3. Brabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
4. Antoine Ph., L’Huillier A., Lewenstein M. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1234 (1996).
5. Corkum P.V., Burnett N.H., Ivanov M.Yu. *Opt. Lett.*, **19**, 1870 (1994).
6. Таранухин В.Д. *Квантовая электроника*, **31**, 555 (2001).
7. Таранухин В.Д. *ЖЭТФ*, **125**, 774 (2004).
8. Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M.Yu., et al. *Phys. Rev. A*, **49**, 2117 (1994).
9. Кулягин Р.В., Таранухин В.Д. *Квантовая электроника*, **23**, 889 (1996).
10. Milosevic N., Scrinzi A., Brabec T. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 093905 (2002).
11. Платоненко В.Т., Стрелков В.В., Игнатович Ф.В. *Квантовая электроника*, **28**, 43 (1999).
12. Corkum P.V. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994 (1993).
13. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **51**, 309 (1966).
14. Taranukhin V.D. *Laser Phys.*, **10**, 330 (2000).
15. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).