

О ВОЗБУЖДЕНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ВСПЛЕСКОВ ГАРМОНИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА МОЩНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ

Е.В.Ванин, М.С.Даунер⁺¹⁾, А.В.Ким, А.М.Сергеев

*Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, Россия*

*+ The University of Texas at Austin,
Austin, Texas 78712, USA*

Поступила в редакцию 29 ноября 1993 г.

Рассмотрена самосогласованная модель нелинейного взаимодействия мощного фемтосекундного оптического импульса с газом квантовых частиц (атомов). Обнаружено, что в условиях быстрой многофотонной ионизации газа имеют место значительное уширение и синий сдвиг спектральных линий гармоник излучения. Показано, что с эффективностью $\sim 10\%$ по амплитуде поля может быть получен импульс третьей гармоники с длительностью менее трех периодов возбуждающего оптического поля.

Возбуждение гармоник оптического излучения на атомах является интересным и интенсивно исследуемым аспектом взаимодействия мощных лазерных импульсов с веществом [1–3]. Спектры излучаемых гармоник несут в себе информацию как о нелинейном отклике отдельного атома, так и коллективных особенностях возбуждения гармоник вдоль трассы взаимодействия. В диапазоне сверхсильных лазерных полей с интенсивностями $I > 10^{15}$ Вт/см² генерация гармоник происходит в условиях быстрых связанно-свободных переходов оптических электронов атомов, существенно меняющих диэлектрические свойства газовой среды. С одной стороны, из-за сильной дисперсии возникающей плазмы ухудшаются условия фазового и группового синхронизма в волновых пакетах основной и высоких гармоник, что приводит к насыщению процесса их возбуждения [1, 4]. С другой стороны, ионизация среды влияет и на свойства основного излучения, обуславливая (помимо поглощения энергии) адиабатический сдвиг его спектра в синюю сторону частот [5, 6], что вносит дополнительное рассогласование в пространственно-временную динамику генерации гармоник. Ясно, что при стремлении увеличить мощность излучения на высоких частотах за счет повышения плотности газа (или удлинения трассы взаимодействия) эти коллективные волновые эффекты будут играть негативную роль. Встает вопрос о том, что можно ли вообще достигнуть сколь-нибудь значительного коэффициента преобразования основного излучения в гармоники в условиях быстрой многофотонной ионизации атомов. На примере рассмотренной ниже самосогласованной модели нелинейного взаимодействия сверхмощного лазерного импульса с газом квантовых частиц мы показываем возможность генерации всплеска гармоник излучения с относительной мощностью $\sim 1\%$ и длительностью всего несколько периодов возбуждающего оптического поля.

Теоретическая модель взаимодействия включает одномерное (по z) волновое уравнение для линейно-поляризованного электрического поля импульса

¹⁾M.C.Downer.

$E = E x^0$ и одномерное (по x) уравнение Шредингера для электрона, испытывающего действие "внутриатомного" потенциала $V(x)$ и оптического излучения в дипольном приближении:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = -4\pi \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V(x)\Psi + exE\Psi. \quad (2)$$

Поляризация среды P , состоящей из модельных одноэлектронных атомов с концентрацией N , имеет вид

$$P(z, t) = -eN \int_{-\infty}^{+\infty} x |\Psi|^2 dx. \quad (3)$$

Нелинейность среды обусловлена фактором взаимодействия с внешним полем $\sim E\Psi$, а конкретные особенности ее проявления определяются потенциалом $V(x)$.

Источник в правой части волнового уравнения удобно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \frac{e^2 N E}{m} + \frac{eN}{m} \int |\Psi|^2 \frac{\partial V}{\partial x} dx. \quad (4)$$

Первый член описывает отклик свободных электронов в отсутствие удерживающего внутриатомного потенциала; второй пропорционален количеству неионизованных атомов, и его убывание в процессе взаимодействия позволяет определить темп ионизации газа.

Для не слишком плотного газа ($\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m \ll \omega^2$, где ω - частота лазерного излучения) в отсутствие ярко выраженных резонансных эффектов взаимодействия оптического поля с атомом можно пренебречь процессами обратного рассеяния короткого импульса и ограничиться рассмотрением попутно распространяющихся волн. Математически это осуществляется переходом в систему отсчета локального времени $\tau = t - z/c$, $z = z$ и пренебрежением в волновом уравнении второй производной по ставшей "медленной" координате z : $\partial^2 / \partial z^2 \ll 1/c \partial^2 / \partial z \partial \tau$. Вводя традиционную нормировку переменных на характерные атомные значения

$$\tau_0 = \frac{\hbar^3}{m e^4}, \quad x_0 = \frac{\hbar^2}{m e^2}, \quad E_0 = \frac{m^2 e^5}{\hbar^4}, \quad V_0 = \frac{m e^4}{\hbar^2}, \quad \omega_0 = \frac{m e^4}{\hbar^3}, \quad z_0 = \frac{c m e^4}{\omega_p^2 \hbar^3}, \quad (5)$$

получим основную систему уравнений в безразмерном виде:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial \tau} = -\frac{1}{2}(E + R), \quad (6)$$

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi + xE\Psi, \quad (7)$$

$$R = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 \frac{\partial V}{\partial x} dx. \quad (8)$$

В качестве внутриатомного мы используем потенциал $V = -(1 + x^2)^{-1/2}$, который в последнее время рассматривается как эталонный при моделировании динамики атома в сильных полях [7, 8]. Уровень энергии основного состояния в нем составляет $u_0 = -0,67$ (≈ 18 эВ в размерных единицах). Частота лазерного импульса для приводимых ниже результатов $\omega = 0,2$, поэтому прямой отрыв электрона от атома имеет место при поглощении не менее 4-х фотонов оптического поля. Мы будем интересоваться большими интенсивностями лазерного импульса ($E \geq 0,1$), когда ионизация атома происходит на нескольких периодах колебаний поля. В этом случае, с точки зрения возбуждения гармоник, конкретный вид импульса на временах, превосходящих длительность жизни атома, не представляется важным. Это обстоятельство существенно упрощает моделирование, позволяя использовать достаточно короткие импульсы поля с длительностью в несколько десятков периодов и сосредоточить вычислительные мощности на детальном временном разрешении процесса.

На рис.1(a, c) для сравнения представлены отклики (R) отдельного атома в полях лазерного импульса с амплитудами $E = 0,08$ и $E = 0,15$ и профилем, показанным пунктирной линией на рис.2a. Рис.1(b, d) демонстрирует соответствующие спектральные распределения поляризации. Промежуточный критический диапазон значений E ($\sim 0,11 \div 0,13$) характеризуется резким обогащением спектра гармоник и уширением линий, что однозначно связано с сокращением длительности их возбуждения при быстром распаде атома. Чем резче фронт излучения, тем, очевидно, меньший интервал времени приходится на прохождение критического для атома диапазона полей. Отсюда следует неожиданный вывод: чем больше амплитуда лазерного импульса данной длительности, тем меньшее количество гармоник будет различимо в спектре излучения отдельного атома. Высокие гармоники, эффективно возбуждаемые в течение времени $\leq 2\pi/\omega$, оказываются перекрытыми, а граница континуума смещается в область меньших номеров при повышении интенсивности излучения.

Для достижения максимальной интенсивности гармоник электрического поля необходимо оптимизировать длину области взаимодействия (или полное число атомов вдоль трассы, как следует из последнего скейлингового соотношения в (5)), которую мы для простоты будем считать однородно заполненной газом. Оценим различные факторы, ограничивающие рост гармоник поля: фазовое и групповое рассогласование, ионизационный сдвиг частоты, истощение накачки на основной частоте за счет ионизации. Считая основным источником волновой дисперсии возникающую плазму, приведем соответствующие размерные оценки для предельных трасс нарастания амплитуды n -ой гармоники z^* :

- 1) фазовый рассинхронизм:

$$z_{ph}^* \approx \frac{\lambda \omega^2 N}{n \omega_p^2 N_{int}},$$

где λ - длина волны основного излучения, $N_{int} \sim 0,2 \div 0,5N$ - концентрация плазмы в области максимально эффективной генерации гармоники,

- 2) групповой рассинхронизм:

$$z_g^* \approx z_{ph}^* \frac{\tau_{ion}}{\tau_n} > z_{ph}^*,$$

где τ_{ion} - время ионизации атома, τ_n - период гармоники;

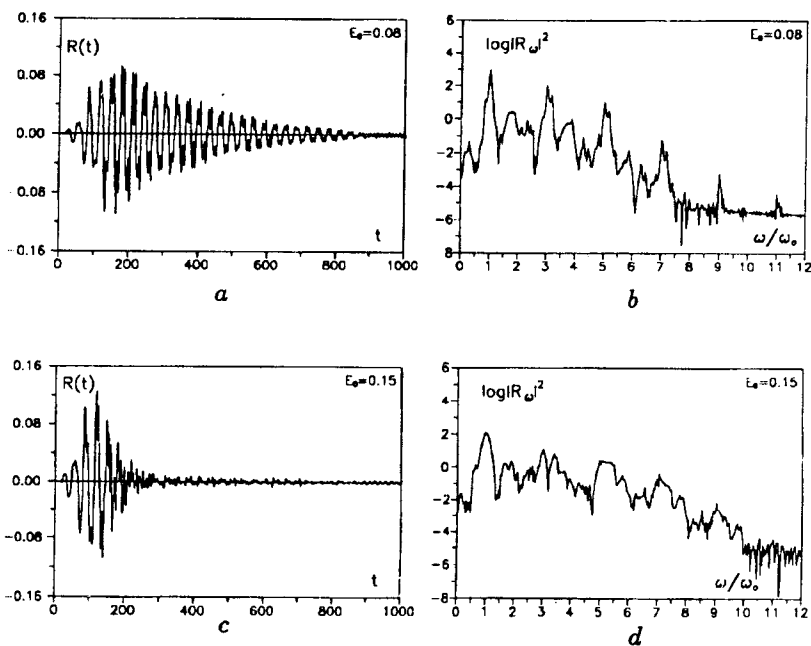


Рис.1. Отклики модельного атома (а и с) на поле лазерного импульса с профилем, изображенным пунктиром на рис.2 а и их спектральные распределения (b и d)

3) ионизационный синий сдвиг частоты излучения [6]:

$$z_{sh}^* \simeq \frac{\lambda \omega^2}{n \omega_p^2};$$

4) истощение основной гармоники за счет ионизации:

$$z_{abs}^* = 2c\tau_{ion} \frac{U_{\sim} \omega^2}{U_i \omega_p^2},$$

где U_{\sim}/U_i - отношение средней осцилляторной энергии электрона к энергии ионизации основного состояния.

Поскольку в интересующем нас диапазоне интенсивностей ионизация атома происходит на малом числе периодов оптического поля, а осцилляторная энергия не слишком велика: $U_{\sim} \sim 0,1U_i$, истощение и синий сдвиг накачки оказываются основными факторами ограничения роста наиболее сильных ($n = 3; 5$) гармоник. Для больших n синий сдвиг оказывается преобладающим. Подчеркнем, что он всегда более существен, чем фазовый рассинхронизм.

На рис.2(а, б) представлены импульс оптического поля (сплошная линия) и его спектр после прохождения слоя газа толщиной $\lambda \omega^2 / \omega_p^2$ ($L = 0,4\pi$ - в безразмерных переменных), когда амплитуда третьей гармоники достигла насыщения. Эффекты истощения накачки и повышения частоты очевидно доминируют в картине деформации импульса. За счет мультипликации синего сдвига с ростом n удается получить значительную перестройку частот гармоник: так, центр линии пятой гармоники оказался сдвинутым на $0,5\omega_0$, а

девятая гармоника практически переместилась на место десятой. На рис.2(c, d) представлены соответствующие импульсы возбужденных гармоник электрического поля с $n=3$ и $n=5$. Максимальная амплитуда пакета третьей гармоники $E_3 \approx 1,75 \cdot 10^{-2}$, что составляет $> 10\%$ от величины возбуждающего поля. Длительности импульсов гармоник на выходе из слоя не превосходят 2-3-х периодов несущей частоты, что существенно меньше длительности основного импульса. Дальнейшее увеличение трассы взаимодействия приводит к удлинению импульсов гармоник при незначительном изменении их интенсивности.

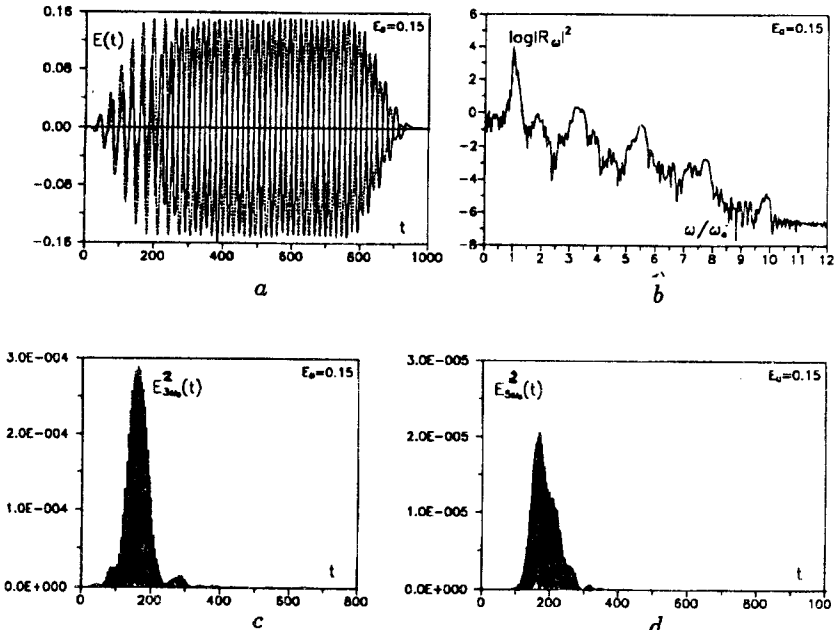


Рис.2. Поле лазерного импульса на выходе из слоя (а – сплошная линия), его спектр (b) и соответствующие импульсы интенсивностей третьей (c) и пятой (d) гармоник

В реально используемых в лазерном эксперименте фемтосекундных импульсах профиль включения оптического поля более пологий по сравнению с описанным выше случаем. Несмотря на это, возбуждение сверхкоротких всплесков гармоник с длительностью в несколько периодов несущей частоты по-прежнему имеет место и обусловлено быстрым возрастанием вероятности ионизации атома при достижении амплитудой поля критических значений $E \approx 0,1E_0$. В подтверждение этого на рис.3 представлены импульсы гармоник, получаемые при прохождении через слой газа толщиной $\lambda\omega^2/\omega_p^2$ лазерного импульса с временем нарастания амплитуды на переднем фронте от $E = 0,05$ до $E = 0,5$ за 25 периодов колебания поля.

Таким образом, в отличие от существующих представлений о том, что ионизация газа является негативным фактором в процессе возбуждения гармоник, на основе изложенных результатов следует заключить, что именно благодаря быстрому распаду атома в сильном оптическом поле имеет место механизм генерации мощных всплесков гармоник излучения, который может

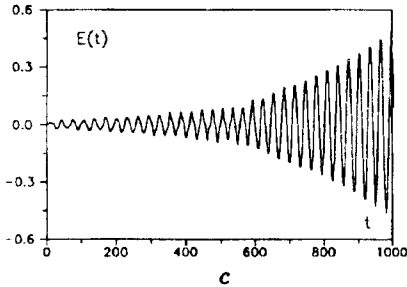
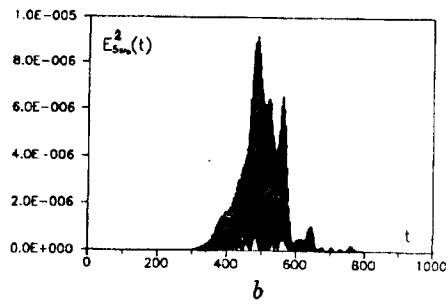
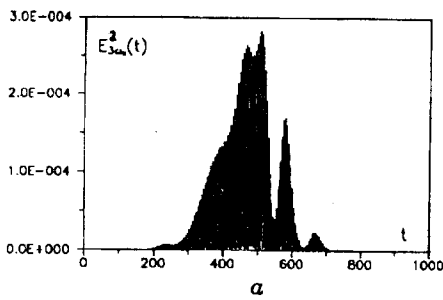


Рис.3. Всплески генерации третьей (а) и пятой (б) гармоник лазерного поля с пологим передним фронтом (с) на выходе из слоя

быть использован для создания перестраиваемых источников сверхкороткой длительности в УФ диапазоне частот.

Авторы признательны М.Д.Чернобровцевой за помощь в проведении численного эксперимента.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы.

1. A.L'Hullier, K.J.Schafer, and K.C.Kulander, *J.Phys.* **B24**, 3315 (1991).
2. N.Sarukura, K.Hata, T.Adachi et al., *Phys. Rev. A* **43**, 1669 (1991).
3. J.J.Macklin, J.D.Kmetec, and C.L.Gordon III, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 766 (1993).
4. F.Brunel, *JOSA B* **7**, 521 (1990).
5. W.M.Wood, G.V.Focht and M.C.Downer, *Opt. Lett.* **13**, 984 (1988).
6. В.Б.Гильденбург, А.В.Ким, А.М.Сергеев, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 91 (1990).
7. J.H.Eberly, Q.Su, and J.Javanainen, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 881 (1989).
8. S.C.Rae and K.Burnett, *Phys. Rev. A* **48**, 2490 (1993).