

УДК 535.3, 535:530.182

## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАТНЫХ ЧАСТОТ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ В ГАЗЕ ПЛАЗМЫ СИЛЬНЫМ ПОЛЕМ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

С.А. Штумф, А.А. Королев, С.А. Козлов

Рассмотрена генерация высокочастотного излучения при оптическом пробое неона фемтосекундными импульсами из малого числа колебаний светового поля. Показано, что при уменьшении числа колебаний в импульсе, вплоть до всего одного, происходит сильное смещение кратных гармоник в коротковолновую область спектра. Плазменная нелинейность диэлектриков приводит к усилению перераспределения энергии излучения в коротковолновую область.

**Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, плазменная нелинейность, генерация кратных гармоник.

### Введение

Развитие нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний светового поля, экспериментально получаемых сегодня уже во многих научных лабораториях [1, 2], ставит новые задачи по созданию теории взаимодействия таких предельно коротких импульсов (ПКИ) с веществом. Одной из таких задач является построение математической модели распространения в диэлектрических средах настолько сильных полей ПКИ, что оптические электроны вещества становятся квазисвободными, но разрушение среды из-за скоротечности взаимодействия и малой энергии ПКИ не происходит.

К настоящему времени разработан ряд моделей генерации плазмы в диэлектрических средах в поле фемтосекундного излучения, содержащего большое число колебаний оптического поля. Эти модели, основанные на рассмотрении динамики огибающих световых волн, позволили изучить процессы зарождения филаментов, локализации плазменного канала и т.п. в поле длинных импульсов (например, [3, 4]). Однако применение метода медленно меняющейся огибающей импульса для ПКИ, например, содержащего всего одно полное колебание поля, становится непродуктивным, поскольку понятие огибающей для ПКИ теряет свое физическое содержание (например, [5–7] и обзоры в них).

В работе [8] авторами было выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В работе [9] на основе анализа решений этого уравнения изучены условия доминирования различных физических факторов при самовоздействии ПКИ и приведены иллюстрации диапазонов интенсивности, длительности и спектрального состава излучения, когда плазменная нелинейность среды становится преобладающей. Показано, что модель корректно описывает возрастание коэффициента нелинейного показателя преломления оптической среды в фиолетовой части видимого спектра излучения и ближнем УФ диапазоне. В работах [10, 11] с помощью этой модели объяснен ряд особенностей генерации низкочастотного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двуцветным фемтосекундным излучением, в частности, квазипериодическая зависимость длины плазменного филамента от исходной временной расстройки между фемтосекундными импульсами на основной и удвоенной частотах.

В настоящей работе методами численного моделирования выведенного в [8, 9] полевого уравнения определены особенности генерации излучения высоких частот при оптическом пробое газа сильными полями световых импульсов из малого числа, вплоть до всего одного, колебаний поля.

### Уравнение динамики сильного поля импульса из малого числа колебаний в диэлектрической среде

Уравнение динамики поля светового импульса высокой интенсивности из малого числа колебаний в диэлектрической среде было выведено в [8] на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды [12]. При описании плазменной нелинейности третье энергетическое состояние рассматривалось как зона квазисвободного движения электронов [10, 11]. Результатом вывода явилась система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как инерционную часть электронной кубической нелинейности, так и генерируемую в сильном поле плазменную нелинейность. В приближении однонаправленного распространения светового импульса [5, 6] (при пренебрежении самоотражаемым излучением) эта система может быть представлена в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left( g^{(1)} E \left( \frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g^{(2)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + \frac{2\pi}{cn_0} j = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{p}{\tau_p} = \alpha E^2 \\ \frac{\partial}{\partial \tau} j + \frac{j}{\tau_c} = \beta \rho E^3, \end{cases} \quad (1)$$

где  $E$  – электрическое поле излучения;  $z$  – направление его распространения;  $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$  – время в со-  
проводящей системе координат;  $c$  – скорость света в вакууме;  $n_0$  и  $a$  характеризуют зависимость  
линейного показателя преломления  $n$  диэлектрической среды от частоты  $\omega$  вида

$$n(\omega) = n_0 + ca\omega^2, \quad (2)$$

которую несложно при необходимости уточнить слагаемыми более высокого порядка по  $\omega$  [4]; коэффи-  
циенты  $g$ ,  $g^{(1)}$ ,  $g^{(2)}$  описывают дисперсию коэффициента нелинейного показателя преломления диэлек-  
трика [9] вида

$$n_2(\omega) = n_2^0 + A\omega^2,$$

где  $n_2^0 = \frac{3}{2}cg$ ;  $A = \frac{1}{2}c(g^{(1)} - 3g^{(2)})$ ; коэффициенты  $\alpha = \frac{n_0^2 - 1}{4\pi T_{21} \hbar \omega_{21}}$ ,  $\beta = \frac{e^2}{m_e^*} \frac{P_{23}^2}{(\hbar \omega_{32})^2}$  характеризуют инерци-

онную плазменную нелинейность диэлектрика [10],  $p_{ij}$  и  $\omega_{ij}$  – дипольные моменты и частоты, соответ-  
ствующие переходам  $i \rightarrow j$  в трехзонной модели;  $T_{21}$ ,  $\tau_p$  – времена поперечной релаксации и релакса-  
ции населенностей в паре состояний (1), (2),  $m_e^*$  – эффективная масса электрона в зоне проводимости  
диэлектрика;  $\tau_c$  – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов.

Первое уравнение системы (1) описывает самовоздействие поля излучения в среде в условиях ее  
кубичной по полю нелинейной поляризации, в том числе с учетом возрастания нелинейного показателя  
преломления в высокочастотной области спектра. Второе уравнение описывает динамику генерации ква-  
зисвободных электронов в веществе в поле высокоинтенсивного излучения, а третье – ускоренное дви-  
жение этих электронов под действием электромагнитных волн.

### Генерация излучения кратных частот высоких порядков при распространении высокоинтенсивного импульса из малого числа колебаний в газе

На рис. 1, 2 приводятся результаты численного моделирования изменения спектра ПКИ высокой  
интенсивности вида

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{t}{t_u}\right)^2} \sin(\omega_0 t),$$

где  $E_0$  – амплитуда;  $t_u$  – длительность;  $\omega_0$  – центральная частота излучения, при его распространении в  
неоне. При моделировании использованы значения линейного показателя преломления  $n_0 = 1,000067$   
[11] и коэффициента нелинейного показателя преломления неона  $n_2 = 0,006 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [12].

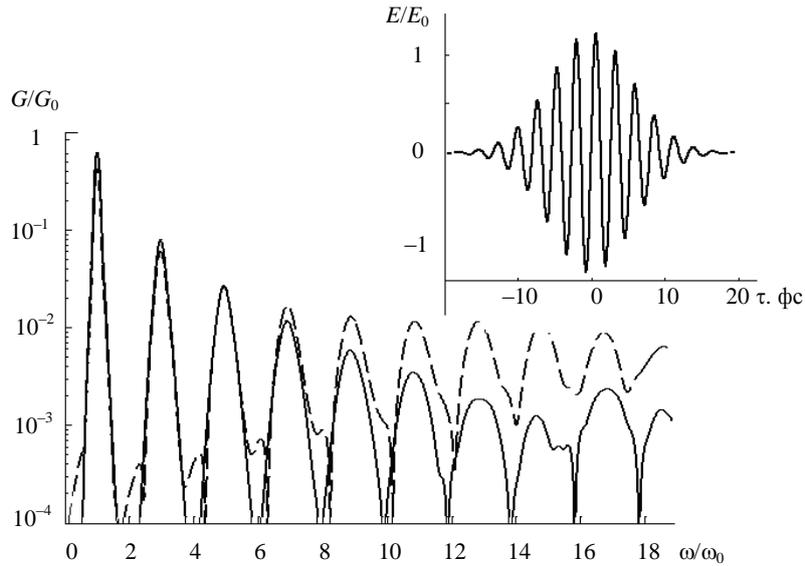
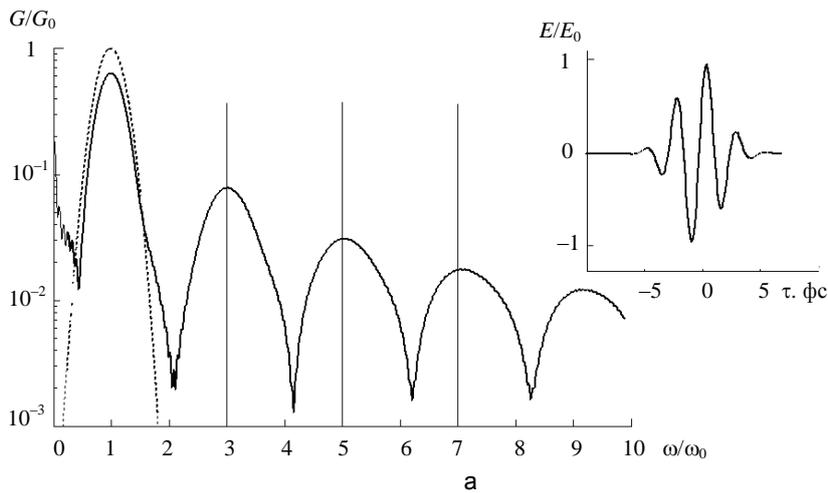
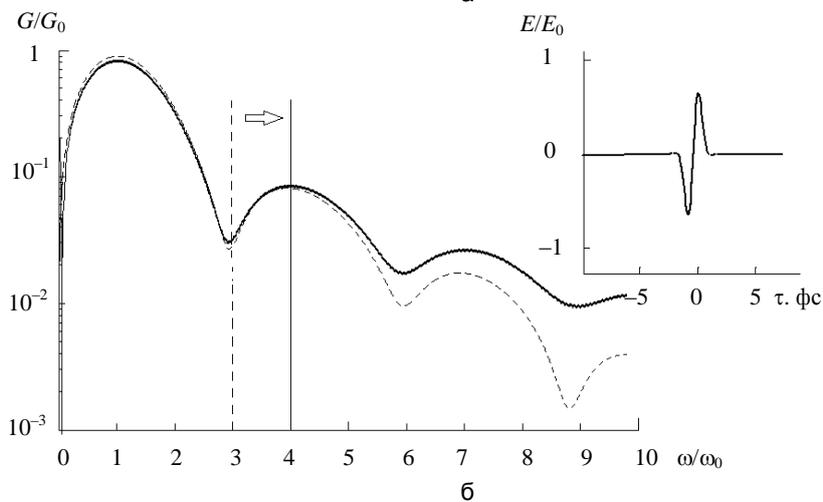


Рис. 1. Спектр излучения в нелинейной среде (неоне) после распространения на расстояние  $z = 5$  см (пунктирная линия – при учете в расчете только безынерционной кубичной нелинейности среды, сплошная линия – при дополнительном учете инерционности электронной нелинейности).

Вставка на графике показывает общий вид импульса на входе в среду



а



б

Рис. 2. Спектр излучения в нелинейной среде (неоне) после распространения на расстояние  $z = 5$  см импульса из трех полных колебаний поля (пунктирная линия – спектр импульса на входе в среду) (а); одного колебания светового поля (пунктирная линия – спектр импульса при тех же условиях без учета плазменной нелинейности) (б). Вставка на графике показывает общий вид поля входных импульсов

На рис. 2 показано, что высокоинтенсивный импульс всего из одного полного колебания светового поля при нелинейном распространении в диэлектрической среде генерирует второй максимум спектра излучения не в области третьей гармоники основной частоты излучения (как для более длинных импульсов), а в области четвертой (что отмечалось также в работе [14]). Аналогично смещаются и прочие компоненты спектра, соответствующие кратным гармоникам более высоких порядков (рис. 2, б). Видно, что процесс носит характер, близкий к пороговому; генерация кратных гармоник для импульса из двух полных колебаний светового поля (спектр приведен на рис. 2, а) носит, напротив, вполне традиционный для изучаемого явления характер (генерируются гармоники нечетных порядков, картина аналогична представленной на рис. 1). Влияние ионизационных компонент модели (1) проявляется в усилении перераспределения спектра излучения в высокочастотную область, что также можно видеть из иллюстрации рис. 2, б: амплитуда излучения в области 6-й гармоники увеличивается при учете плазменных компонент приблизительно в 2 раза, а в области 9-й гармоники – уже примерно в 10 раз.

Рис. 1 демонстрирует сверхуширение спектра импульса длительностью  $t_u = 10\text{фс}$  с центральной длиной волны излучения  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780\text{нм}$  при его входной интенсивности  $I = 1 \cdot 10^{15}\text{Вт/см}^2$ , на расстоянии распространения в неоне  $z = 5\text{см}$  (генерация гармоник в этой среде, вплоть до 103-й, описана, например, в [13]). Из рисунка видно, что сверхуширение спектра излучения реализуется в виде генерации гармоник нечетных порядков. При учете инерционности электронной нелинейности в указанных параметрах импульса происходит ослабление амплитуды каждой последующей гармоники по отношению к предыдущей в 2–5 раз. Учет только безынерционной части кубичной по полю нелинейности позволил бы реализовать формирование «плато» с 9-й по 17-ю гармонику практически без относительного убывания их интенсивности.

### Заключение

В работе продемонстрирован эффект сильного смещения частоты генерируемых кратных гармоник в высокочастотную область при распространении в неоне высокоинтенсивного импульса из всего одного полного колебания светового поля (например, второй максимум спектра излучения наблюдается в области четвертой гармоники, а не третьей). Показано усиление перераспределения энергии в высокочастотную область при генерации квазисвободных электронов в диэлектрической среде сильным полем светового излучения.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки Российской Федерации 16.740.11.0459 и РФФИ 11-02-01346а.

### Литература

1. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: *Frontiers of nonlinear optics* // *Rev. Mod. Phys.* – 2000. – V. 72. – № 2. – P. 545–591.
2. Paul P.M., Toma E.S. et al. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation // *Science*. – 2001. – V. 292. – P. 1689–1692.
3. Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Акозбек Н., Скалора М., Чин С.Л. Локализация плазменного канала при множественной филаментации в воздухе // *Квантовая электроника*. – 2007. – Т. 37. – № 12. – С. 1153–1158.
4. Kosareva O.G., Panov N.A., Urypina D.S., Kirilova M.V., Mazhorova A.V., Savel'ev A.B., Volkov R.V., Kandidov V.P., Chin S.L. Optimization of a femtosecond pulse self-compression region along a filament in air // *Applied Physics B*. – 2008. – V. 91. – P. 35–43.
5. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // *ЖЭТФ*. – 1997. – Т. 111. – В. 2. – С. 404–418.
6. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses // *Phys. Rev. A*. – 2002. – V. 66. – № 1. – P. 013811–013821.
7. Шполянский Ю.А. Комплексная огибающая произвольного оптического сигнала для описания взаимодействия импульсов с континуумными спектрами и различными центральными частотами в прозрачных нелинейных средах // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*. – 2009. – № 3. – С. 26–34.
8. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. О природе и инерционности нелинейной поляризованности диэлектриков в поле световых импульсов из малого числа колебаний // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2006. – Т. 70. – № 1. – С. 118–125.
9. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. Распространение сильных полей световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2007. – Т. 71. – № 2. – С. 158–161.

10. Андреев А.А., Беспалов В.Г., Козлов С.А., Штумпф С.А. и др. Генерация сверхширокополосного терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха двумя разночастотными фемтосекундными импульсами // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т. 107. – № 4. – С. 569–576.
11. Leonard P.J. Refractive Indices, Verdet Constants, and Polarizabilities of the Inert Gases // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1974. – V. 14. – P. 21–37.
12. Shaw M.J., Hooker C.J. and D.C. Wilson. Measurement of the non-linear refractive index of air and other gases at 248 nm // Opt. Commun. – 1993. – V. 103. – P. 153–160.
13. Miyazaki K., Takada H. High order harmonic generation in the tunneling regime // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – P. 3007–3021.
14. Kozlov S.A., Drozdov A.A., Suchorukhov A.A., Kivshar Y.S. On peculiarities of self-action of one-period light waves // Book of Abstracts, Int. Workshop Nonlinear Photonics. – 24–26 Aug. – 2011. – P. 37.

**Штумпф Святослав Алексеевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат физ.-мат. наук, доцент, stumpf@rain.ifmo.ru

**Королев Александр Александрович** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кандидат физ.-мат. наук, доцент, korolev@phd.ifmo.ru

**Козлов Сергей Аркадьевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, доктор физ.-мат. наук, профессор, декан, kozlov@mail.ifmo.ru