

ЭФФЕКТЫ ФАЗОВОЙ САМО- И КРОСС-МОДУЛЯЦИИ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ПОЛОМ ВОЛНОВОДЕ

А. М. Желтиков*, Н. И. Коротеев, А. Н. Наумов

*Международный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 сентября 1998 г.

Исследовано влияние эффектов фазовой само- и кросс-модуляции на процесс генерации третьей гармоники в полом волноводе. Получены аналитические решения связанных уравнений для медленно меняющихся амплитуд импульса накачки и третьей гармоники в наполненном газом полом волноводе с учетом фазовой само- и кросс-модуляции и эффектов дисперсии первого порядка. Показана возможность управления нелинейным набором фазы третьей гармоники за счет фазовой кросс-модуляции.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление когерентной генерации оптических гармоник в поле коротких мощных лазерных импульсов активно исследуется уже в течение достаточно длительного времени (см., например, [1–16]). Несмотря на впечатляющие результаты, достигнутые в области генерации гармоник высокого порядка и получения когерентного коротковолнового излучения (с длиной волны менее 2.4 нм [17]) в струе инертного газа, данный экспериментальный подход, основанный на использовании сфокусированных лазерных пучков, не позволяет достичь высоких эффективностей преобразования частоты даже для гармоник низкого порядка (в отличие от генерации гармоник низкого порядка в лазерной плазме [18–26]). Путь решения проблемы увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия в газовой среде был указан Майлсом с сотрудниками [27], еще в 1977 г. показавшими возможность существенного (на три порядка) увеличения эффективности нелинейно-оптического взаимодействия в полом диэлектрическом волноводе для четырехфотонного процесса типа когерентного антистоксова рассеяния света. Авторы работ [28] продемонстрировали, что использование полого оптического волновода позволяет достичь эффективного уширения спектра сверхкороткого лазерного импульса за счет явления фазовой самомодуляции. В частности, было показано, что импульсы длительностью 20 фс, распространяющиеся по полому оптическому волноводу, заполненному инертным газом, испытывают уширение спектра вследствие фазовой самомодуляции, достаточное для последующего сжатия импульса до длительности 4.5 фс. Ввиду того что порог оптического пробоя для газа, заполняющего волновод, существенно превышает характерные величины порога пробоя для обычных оптических волокон, подход, разработанный авторами [27, 28], представляется особенно перспективным для генерации мощных сверхкоротких лазерных импульсов, содержащих несколько периодов

*E-mail: zhelt@ilc.phys.msu.su

светового поля. С учетом того обстоятельства, что техника полых волноводов позволяет использовать мощные лазерные импульсы, данный подход представляется также весьма перспективным для оптического преобразования частоты методами параметрического взаимодействия световых волн и генерации гармоник. При использовании фемтосекундных импульсов эффективность преобразования частоты в подобных процессах ограничивается вследствие эффектов фазового рассогласования и группового запаздывания. О первых экспериментах по генерации третьей гармоники в полых волноводах, заполненных инертными газами, с использованием импульсов длительностью 20 фс лазера на сапфире с титаном сообщалось в работе [29]. Однако количественных данных относительно параметров пучка третьей гармоники в работах [29] представлено не было. Эксперименты [30] показали, что использование техники полых волноводов позволяет достичь высоких эффективностей преобразования частоты лазерного излучения при генерации третьей гармоники (0.2%) и параметрическом четырехволновом взаимодействии (13%). Авторы [30] также экспериментально продемонстрировали, что фазовое рассогласование при нелинейно-оптическом взаимодействии, связанное с дисперсией газа, может быть компенсировано за счет фазовой расстройки волноводных мод. Эффективность нелинейно-оптического взаимодействия при этом существенно возрастает.

Результаты экспериментов [30] стимулировали интенсивные исследования нелинейно-оптических процессов преобразования частоты в полых волноводах [31–33]. В частности, было показано, что путем компенсации фазовой расстройки в полых волноводах удастся увеличить эффективность преобразования частоты при генерации гармоник вплоть до 45-го порядка в 100–1000 раз по сравнению с эффективностями преобразования частоты, достигаемыми в экспериментах с газовыми струями [5–10].

Таким образом, результаты экспериментов [30] свидетельствуют о том, что фазовое согласование и перекрытие во времени импульсов основного излучения и третьей гармоники могут быть обеспечены для достаточно большой длины взаимодействия в газе, заполняющем полый оптический волновод. Так как импульс основного излучения эффективно взаимодействует с импульсом третьей гармоники и в то же время испытывает, согласно [28], достаточно сильную фазовую самомодуляцию, можно предположить, что третья гармоника также должна быть промодулирована по фазе благодаря эффекту фазовой кросс-модуляции [34–39]. В частности, именно влияние эффекта фазовой кросс-модуляции может приводить к зарегистрированному авторами [30] значительному уширению спектра УФ сигнала, возникающего в результате параметрического четырехволнового взаимодействия в полном оптическом волноводе. Аналогичные явления, связанные с фазовой само- и кросс-модуляцией, наблюдались в экспериментах по генерации третьей гармоники в поле сверхкоротких лазерных импульсов при оптическом пробое воздуха [40, 41] в условиях, когда временное самовоздействие световых импульсов сопровождалось самодефокусировкой основного излучения за счет наведенного профиля плотности плазменных электронов. Согласно результатам теоретического анализа, выполненного авторами [42], эффект фазовой самомодуляции за счет плазменной нелинейности в условиях ионизации в полном волноводе позволяет получать импульсы с линейным чирпом, который может быть эффективно компенсирован при помощи дисперсионной линии задержки.

В данной работе показано, что фазовая кросс-модуляция может являться важным фактором, оказывающим существенное влияние на эффективность преобразования частоты при генерации оптических гармоник в наполненных газом полых волноводах и в то же время позволяющим реализовать управление нелинейным (по интен-

сивности лазерного излучения) фазовым набегом импульса гармоники. В разд. 2 будут получены аналитические решения связанных уравнений для медленно меняющихся амплитуд импульса накачки и третьей гармоники в полых волноводах с учетом фазовой само- и кросс-модуляции и эффектов дисперсии первого порядка в среде с безынерционной керровской нелинейностью. В отличие от приближения плоских волн полученные уравнения позволяют учесть влияние волновода через константы распространения, групповые скорости накачки и третьей гармоники, а также нелинейные коэффициенты, записанные с учетом поперечных распределений полей накачки и третьей гармоники для соответствующих мод волновода. В разд. 3 описывается методика численных расчетов параметров импульсов накачки и третьей гармоники в полном волноводе, заполненном аргоном. В разд. 4 обсуждаются результаты численных расчетов для режима, когда эффекты группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники незначительны, а также для случая, когда различие групповых скоростей импульсов накачки и третьей гармоники имеет значительное влияние на эффективность и свойства процесса генерации третьей гармоники в полном волноводе. Основные результаты данного исследования кратко суммируются в Заключение.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В ПОЛОМ ВОЛНОВОДЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ФАЗОВОЙ САМО- И КРОСС-МОДУЛЯЦИИ

Рассмотрим процесс генерации третьей гармоники в полном оптическом волноводе, заполненном газовой средой с нелинейностью третьего порядка. При анализе данного явления будем использовать приближение медленно меняющихся амплитуд, предполагая, что длительность световых импульсов велика по сравнению с периодом светового поля (см., например, [43]). Наглядные аналитические выражения, описывающие процесс генерации третьей гармоники в полном волноводе с учетом влияния само- и кросс-модуляции, могут быть получены, аналогично [44, 45], в случае, когда можно ограничиться учетом эффектов дисперсии первого порядка.

2.1. Решение уравнений для генерации третьей гармоники в полном волноводе в рамках приближения медленно меняющихся амплитуд

Представим импульсы основного излучения (накачки) и третьей гармоники, распространяющиеся вдоль оси z в полном волноводе, заполненном газом с безынерционной керровской нелинейностью, в следующем виде:

$$E_p = \frac{1}{2} f_p^{n'n}(\rho) e_p^{n'n} A^{n'n}(t, z) \exp \left[-i \left(\omega t - K_p^{n'n} z \right) \right] + \text{c.c.}, \quad (1)$$

$$E_h = \frac{1}{2} f_h^{m'm}(\rho) e_h^{m'm} B^{m'm}(t, z) \exp \left[-i \left(3\omega t - K_h^{m'm} z \right) \right] + \text{c.c.}, \quad (2)$$

где ω — центральная частота основного излучения; индексы p и h относятся к импульсам накачки и третьей гармоники соответственно; $f_p^{n'n}(\rho)$ и $f_h^{m'm}(\rho)$ — поперечные распределения поля основного излучения и третьей гармоники в полном волноводе, соответствующие собственным модам полого волновода с индексами n' , n и m' , m соответственно; $K_p^{n'n}$ и $K_h^{m'm}$ — константы распространения импульсов накачки и третьей гармоники, соответствующие собственным модам полого волновода [46]; $A^{n'n}(t, z)$ —

медленно меняющаяся амплитуда импульса основного излучения (предполагается, что возбуждена вполне определенная волноводная мода на частоте основного излучения); $B^{m'm}(t, z)$ — медленно меняющаяся амплитуда импульса третьей гармоники (индексы, соответствующие поперечной моде волны накачки, опущены для простоты записи); $e_p^{n'}$ и $e_h^{m'm}$ — единичные векторы поляризаций импульсов основного излучения и третьей гармоники соответственно.

При выполнении неравенств

$$\frac{\omega_l a}{c} \gg 1, \tag{3}$$

$$\left| \frac{K_l^{m'm} c}{\omega_l n_1(\omega_l)} - 1 \right| \ll 1, \tag{4}$$

где $l = p, h$, $n_1(\omega_l)$ — показатель преломления газа в полом волноводе для излучения с частотой ω_l , можно воспользоваться приближенными аналитическими решениями для поперечного распределения поля и постоянных распространения электромагнитного поля в полом волноводе [46]. В частности, для мод EH_{1m} полого волновода имеем

$$f_l^{1m}(\rho) \equiv f_l^m(\rho) = J_0 \left(\frac{u_l^m \rho}{a} \right). \tag{5}$$

Здесь $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, u_l^m — собственное значение моды EH_{1m} , a — внутренний радиус полого волновода,

$$K_l^{1m} \equiv K_l^m \approx \frac{\omega_l n_1(\omega_l)}{c} \left[1 - \left(\frac{u_l^m c}{a \omega_l n_1(\omega_l)} \right)^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{\text{Im}(\mu(\omega_l))}{a \omega_l} c \right) \right], \tag{6}$$

где

$$\mu(\omega_l) = \frac{\varepsilon_2(\omega_l) + n_1^2(\omega_l)}{2n_1^2(\omega_l) (\varepsilon_2(\omega_l) - n_1^2(\omega_l))^{1/2}}$$

для мод EH , $\varepsilon_2(\omega_l)$ — диэлектрическая проницаемость стенок волновода на частоте ω_l .

Используя процедуру, подобную описанной в [47], получим уравнения для медленно меняющихся амплитуд импульсов накачки $A^n(z, t) \equiv A^{1n}(z, t)$ и третьей гармоники $B^m(z, t) \equiv B^{1m}(z, t)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\nu_p^n} \frac{\partial}{\partial z} \right) A^n = i\tilde{\gamma}_1^n A^n |A^n|^2, \tag{7}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\nu_h^m} \frac{\partial}{\partial z} \right) B^m = i\tilde{\beta}^{mn} (A^n)^3 \exp(-i\Delta k^{mn} z) + 2i\tilde{\gamma}_2^{mn} B^m |A^n|. \tag{8}$$

Здесь ν_p^n и ν_h^m — групповые скорости импульсов накачки и третьей гармоники, а

$$\Delta k^{mn} = K_h^m - 3K_p^n \approx \Delta k_0 + \Delta k_w^{mn} \tag{9}$$

— фазовая расстройка с учетом дисперсии волновода, причем

$$\Delta k_0 = \frac{\omega_h}{c} [n_1(\omega_h) - n_1(\omega_p)], \quad \Delta k_w^{mn} = \frac{c}{2\omega_p} \left[3 \left(\frac{u_p^n}{a} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{u_h^m}{a} \right)^2 \right]$$

— компоненты фазовой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно (полная фазовая расстройка может быть представлена в виде суммы двух компонент в случае, когда выполняется неравенство $n_1(\omega_l) - 1 \ll 1$); нелинейные коэффициенты $\tilde{\gamma}_1^m$, $\tilde{\gamma}_2^{mn}$, $\tilde{\beta}^{mn}$ могут быть выражены через нелинейно-оптические кубические восприимчивости с соответствующими частотными аргументами:

$$\tilde{\gamma}_1^n = \frac{3\pi\omega^2}{2K_p^n c^2} e_p^{n*} \hat{\chi}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) e_p^n e_p^{n*} e_p^n \frac{\iint [f_p^n(\rho)]^4 \rho d\rho d\theta}{\iint [f_p^n(\rho)]^2 \rho d\rho d\theta}, \quad (10)$$

$$\tilde{\gamma}_2^{mn} = \frac{27\pi\omega^2}{2K_h^m c^2} e_h^{m*} \hat{\chi}^{(3)}(3\omega; 3\omega, -\omega, \omega) e_h^m e_p^{n*} e_p^n \frac{\iint [f_h^m(\rho)]^2 [f_p^n(\rho)]^2 \rho d\rho d\theta}{\iint [f_h^m(\rho)]^2 \rho d\rho d\theta}, \quad (11)$$

$$\tilde{\beta}^{mn} = \frac{9\pi\omega^2}{2K_h^m c^2} e_h^{m*} \hat{\chi}^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega) e_p^n e_p^n e_p^n \frac{\iint f_h^m(\rho) [f_p^n(\rho)]^3 \rho d\rho d\theta}{\iint [f_h^m(\rho)]^2 \rho d\rho d\theta}. \quad (12)$$

Уравнения (7) и (8) аналогичны уравнениям, описывающим генерацию третьей гармоники в газовой среде с учетом эффектов фазовой само- и кросс-модуляции в приближении плоских волн (см., например, [47]). Нелинейное слагаемое в правой части уравнения (7) описывает эффект фазовой самомодуляции. Первое слагаемое в правой части уравнения (8) описывает нелинейную поляризацию среды третьего порядка, ответственную за генерацию третьей гармоники и фазовую кросс-модуляцию третьей гармоники за счет фазовой самомодуляции импульса основного излучения (ФКМ1). Второе слагаемое в правой части этого уравнения отвечает за фазовую кросс-модуляцию, возникающую вследствие модуляции показателя преломления на частоте третьей гармоники импульсом основного излучения (ФКМ2). При записи уравнения (8) предполагалось, что импульс третьей гармоники имеет достаточно малую интенсивность и фазовой самомодуляцией этого импульса можно пренебречь. Однако, в отличие от приближения плоских волн, уравнения (7) и (8) учитывают влияние волновода через константы распространения (6), групповые скорости накачки и третьей гармоники, а также нелинейные коэффициенты (10)–(12), записанные с учетом поперечных распределений полей накачки и третьей гармоники для соответствующих мод волновода. В частности, расстройка волновых векторов, входящая в уравнение (8) и определяющая эффективность генерации третьей гармоники, зависит не только от дисперсии газа, но и от дисперсии волноводных мод. Данное обстоятельство, как было отмечено в работе [30], дает возможность улучшения условий фазового согласования для определенной пары поперечных мод излучения накачки и третьей гармоники.

Уравнения, подобные (7), (8), подробно анализировались для случая генерации второй гармоники в волоконных волноводах в работе [48] и для совместного распространения в волноводе оптических импульсов различной частоты в работах [49–51]. В частности, авторами [48] было получено аналитическое решение для процесса генерации второй гармоники с учетом фазовой кросс-модуляции.

Решая систему уравнений (7) и (8), подобно [45], получаем следующие выражения для амплитуд импульсов основного излучения и третьей гармоники:

$$A^n(\eta_p^n, z) = A_0^n(\eta_p^n) \exp \left[i \tilde{\gamma}_1^n |A_0^n(\eta_p^n)|^2 z \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
 B^m(\eta_h^m, z) = & i\tilde{\beta}^{mn} \exp \left[2i\tilde{\gamma}_2^{mn} \int_0^z |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z')|^2 dz' \right] \times \\
 & \times \int_0^z dz' (A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z'))^3 \exp \left[-i\Delta k^{mn} z' + 3i\tilde{\gamma}_1^m |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z')|^2 z' - \right. \\
 & \left. - 2i\tilde{\gamma}_2^{mn} \int_0^{z'} |A_0^n(\eta_h^m + \zeta^{mn} z'')|^2 dz'' \right], \quad (14)
 \end{aligned}$$

где $\eta_l^m = (t - z/\nu_l^m)/\tau$ — время в системе координат, распространяющейся с одним из импульсов ($l = p, h$), нормированное на длительность импульса τ падающего излучения, $\zeta^{mn} = (1/\nu_h^m - 1/\nu_p^n)/\tau$. Вследствие того что мы ограничили наше рассмотрение первым порядком теории дисперсии, импульс основного излучения (13) распространяется в среде без изменения формы огибающей, $A^n(\eta_p^n, z) = A_0^n(\eta_p^n)$ ($A_0^n(\eta_p^n)$ — форма огибающей на входе в среду). Нелинейный набег фазы импульса основной частоты за счет фазовой самомодуляции может быть записан в виде

$$\Phi_{spm} = \tilde{\gamma}_1^n |A_0^n(\eta_p^n)|^2 z. \quad (15)$$

Подобно уравнениям (7), (8), решения для импульсов накачки и третьей гармоники формально аналогичны выражениям, полученным в приближении плоских волн [45], но учитывают, в отличие от формул, приведенных в [45], дисперсию волновода и поперечные распределения интенсивности импульса накачки и третьей гармоники.

2.2. Оценка характерных пространственных масштабов

Существенные ограничения эффективности генерации гармоник в присутствии сверхкоротких лазерных импульсов, как это видно из выражения (14), связаны с фазовой расстройкой и групповым запаздыванием импульсов основного излучения и третьей гармоники из-за дисперсии фазовой и групповой скоростей, присущей нелинейной среде. В случае генерации третьей гармоники в полем волноводе, как видно из выражений (6)–(9), имеется возможность частично компенсировать расстройку фазовых и групповых скоростей импульсов накачки и третьей гармоники, связанную с дисперсией фазовой и групповой скоростей в газе, за счет дисперсии волноводных мод. Характерные пространственные масштабы фазового рассогласования и группового запаздывания импульсов по времени в волноводе определяются следующим образом:

$$l_{ph}^{mn} = \frac{1}{\Delta k^{mn}}, \quad l_w^{mn} = (\zeta^{mn})^{-1} = \frac{\tau}{|(1/\nu_h^m - 1/\nu_p^n)|}.$$

В таблице приведены оценки для характерных пространственных масштабов фазовой расстройки и группового запаздывания в волноводе и в свободном газе для импульсов основного излучения лазера на сапфире с титаном длительностью 25 фс и третьей гармоники в полем волноводе, заполненном аргоном при давлении 0.5 атм, полученные с использованием данных для дисперсии инертных газов, приведенных в [52]. В данной таблице приводятся также оценки для длины дисперсионного расплывания импульса накачки в полем волноводе и свободном газе и характерных пространственных масштабов фазовой самомодуляции (l_{spm}) и ФКМ1 ($l_{spm1} \approx l_{spm}/3$).

Таблица

Характерные пространственные масштабы процесса генерации мод EH_{1n} третьей гармоники в полом волноводе с радиусом 80 мкм, заполненном аргоном, и в свободном газе от накачки с длиной волны 0.78 мкм для импульсов длительностью 25 фс и мощностью 2 ГВт при давлении аргона 0.5 атм

n	l_d , м	l_{d0} , м	l_w^{1n} , см	l_{w0}^{1n} , см	l_{ph}^{1n} , см	l_{ph0}^{1n} , см	l_{xpm1} , см	l_{spm} , см
1	16.2	15.9	27	22	0.25	0.39	4	12
2	17.6	15.9	24	22	0.31	0.39	4	12
3	20.8	15.9	20	22	0.55	0.39	4	12

Примечание. l_d, l_{d0} — длины дисперсионного расплывания в волноводе и в свободном газе соответственно; l_w^{1n}, l_{w0}^{1n} — характерные пространственные масштабы группового запаздывания в волноводе и в свободном газе соответственно; $l_{ph}^{1n}, l_{ph0}^{1n}$ — характерные пространственные масштабы фазового рассогласования в волноводе и в свободном газе соответственно; l_{xpm1}, l_{spm} — характерные пространственные масштабы эффектов ФКМ1 и фазовой самомодуляции соответственно.

Как видно из приведенных оценок, для рассматриваемых условий характерные масштабы нелинейно-оптических взаимодействий оказываются существенно меньшими, чем длина дисперсионного расплывания импульса накачки и длина группового запаздывания накачки и третьей гармоники. Вместе с тем, эффекты фазовой расстройки в общем случае оказывают существенное влияние на эффективность преобразования частоты. Фазовая расстройка может быть частично скомпенсирована лишь в узком диапазоне давлений для отдельных пар пространственных мод основного излучения и третьей гармоники (мода EH_{11} основного излучения и мода EH_{13} третьей гармоники в рассматриваемом случае, см. также разд. 4.1 и 4.2).

2.3. Случай совместного распространения импульсов накачки и третьей гармоники

Принимая во внимание, что при определенных выше условиях $l_{spm}, l_{xpm1} \ll l_w^{mn}$ (см. таблицу), проиллюстрируем некоторые важные особенности фазовой кросс-модуляции, рассматривая начальную стадию генерации третьей гармоники для $z \ll l_w^{mn}$, когда можно пренебречь групповым запаздыванием импульса основного излучения и третьей гармоники. Другими словами, рассмотрим случай совместного распространения импульсов накачки и третьей гармоники. В данном приближении имеем $\eta_p^n = \eta_h^m = \eta$, и выражение (14) приводится к виду

$$B^m(\eta, z) = i\tilde{\beta}^{mn} A_0^3 \exp \left\{ iz \left[\left(\tilde{\gamma}_2^{mn} + \frac{3}{2} \tilde{\gamma}_1^n \right) |A_0^n(\eta)|^2 - \frac{\Delta k^{mn}}{2} \right] \right\} \frac{\sin(\xi^{mn} z)}{\xi^{mn}}, \quad (16)$$

где

$$\xi^{mn} = \frac{(3\tilde{\gamma}_1^n - 2\tilde{\gamma}_2^{mn}) |A_0^n(\eta)|^2 - \Delta k^{mn}}{2}. \quad (17)$$

Как видно из выражений (13), (14), (16), процессы фазовой само- и кросс-модуляции приводят к возникновению дополнительного, зависящего от интенсивности накачки, фазового сдвига между импульсом основного излучения и третьей гармоникой, который может частично компенсировать не зависящую от интенсивности

фазовую расстройку $-\Delta kz$ для некоторой части импульса накачки. Характерная длина синхронного взаимодействия между импульсом основной частоты и третьей гармоникой определяется формулой $L_{in} = 1/\xi^{mn}$. Таким образом, при выполнении условия

$$\Delta k^{mn} = (3\tilde{\gamma}_1^n - 2\tilde{\gamma}_2^{mn}) |A_0^n(\eta)|^2 \quad (18)$$

(т. е. при соответствующем выборе нелинейной среды, основной частоты и интенсивности накачки) совместное действие эффектов ФКМ1 и ФКМ2 может частично или полностью компенсировать не зависящую от интенсивности фазовую расстройку при генерации третьей гармоники для некоторой части импульса накачки. В частности, если условие (18) выполняется вблизи максимума импульса накачки, эффективность генерации третьей гармоники в этой области увеличивается по сравнению с фронтом и спадом импульса накачки, для которых фазовая расстройка остается нескомпенсированной. При этом может иметь место укорочение импульса третьей гармоники. Данное явление иллюстрируется результатами численных расчетов, приведенными в разд. 4.1.

Как видно из выражения (14), набег фазы и изменение частоты третьей гармоники зависят от амплитуды импульса основной частоты. Таким образом, варьируя амплитуду импульса основного излучения, можно управлять спектром третьей гармоники на выходе из нелинейной среды и оптимизировать условия для последующей компрессии импульсов. С физической точки зрения возможность реализации подобного кросс-фазового управления чирпом оптических гармоник связана с тем, что гармоники генерируются в поле накачки, испытывающей фазовую самомодуляцию, а фаза третьей гармоники промодулирована за счет добавки к показателю преломления среды, наведенной импульсом основной частоты.

В заключение данного раздела приведем оценку для эффективности генерации третьей гармоники в полном волноводе в условиях, когда можно пренебречь групповым запаздыванием импульса основного излучения и третьей гармоники, для параметров эксперимента, реализованных в работе [30]. Используя оценку для нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка на один атом криптона, приведенную в [47], $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega) \approx 3.2 \cdot 10^{-37}$ ед. СГСЭ, предполагая фазовые расстройки для моды EH_{11} основного излучения и моды EH_{13} третьей гармоники полностью скомпенсированными и полагая давление газа равным $p = 61$ Торр, энергию основного излучения, вводимую в волновод, равной 145 мкДж, внутренний диаметр полого волновода равным 153 мкм, длину волновода равной 30 см получаем, что интенсивность третьей гармоники в данных условиях, оцененная с помощью выражения (16), составляет примерно $5 \cdot 10^{18}$ эрг/см²·с. Для моды EH_{13} третьей гармоники с эффективной площадью $1.4 \cdot 10^{-5}$ см² данная энергия соответствует эффективности преобразования энергии основного излучения в третью гармонику на уровне 0.1%, что по порядку величины согласуется с результатами экспериментальных измерений (0.2%), полученными в работе [30].

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для исследования процесса генерации третьей гармоники в заполненном газом полном оптическом волноводе с учетом влияния эффектов фазовой само- и кросс-модуляции были проведены численные расчеты с использованием выражений (13), (14),

(16). Предполагалось, что импульс накачки имеет огибающую гауссовой формы,

$$A_0^1(\eta_p) = A_0(\eta_p) = \exp\left(-\frac{\eta_p^2}{2}\right), \quad (19)$$

где $\eta_p \equiv \eta_p^1$, и поперечное распределение интенсивности, соответствующее моде EH_{11} полого волновода и описываемое формулой (5). Рассматривался процесс генерации третьей гармоники с поперечным распределением интенсивности, соответствующим низким модам EH_{11} , EH_{12} и EH_{13} полого волновода с собственными значениями $u_l^m \approx 2.4, 5.5, 8.7$ соответственно. Как будет показано далее, основная энергия генерируемой третьей гармоники в рассматриваемом случае содержится в трех низших модах, так что эффектами, связанными с генерацией высших мод, можно пренебречь.

Расчеты выполнялись для полого волновода с диэлектрическими стенками, заполненного аргоном. Внутренний радиус a полагался равным 80 мкм, длина волны излучения накачки составляла 780 нм. Длина волновода полагалась равной $L = 40$ см. Коэффициенты ослабления мощности для импульса накачки длиной волны 780 нм и третьей гармоники для рассматриваемых мод, оцененные согласно [46], не превышают $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что позволяет пренебречь эффектами поглощения в полом волноводе для рассматриваемых длин волн.

Коэффициент γ_1^n , ответственный за фазовую самомодуляцию импульса накачки, рассчитывался с использованием экспериментальных данных для аргона [52]. Вдали от резонансов нелинейно-оптических восприимчивостей третьего порядка, входящих в выражения (10)–(12), коэффициент γ_2^{mn} может полагаться равным коэффициенту γ_1^n с точностью до множителя, определяемого модовой структурой накачки и третьей гармоники в волноводе:

$$\gamma_2^{mn} = \gamma_1^n \frac{\iint (f^p(\rho))^2 (f^h(\rho))^2 \rho d\rho d\theta}{\iint (f^p(\rho))^4 \rho d\rho d\theta}. \quad (20)$$

При оценке минимальной длительности импульса, до которой может быть сжат промодулированный по фазе импульс третьей гармоники, предполагалось, что компенсация чирпа описывается следующей формулой [53]:

$$B^m(L_c, \eta) = \frac{1}{\sqrt{-2\pi i \Gamma^m L_c}} \int_{-\infty}^{\infty} B^m(\eta', L) \exp\left(-\frac{i}{2\Gamma^m L_c}(\eta' - \eta)^2\right) d\eta', \quad (21)$$

где L_c — длина взаимодействия с диспергирующей средой, обеспечивающей компенсацию чирпа,

$$\Gamma^m = \frac{1}{\tau^2} \left(\frac{\partial^2 K_h^m}{\partial \omega'^2} \right)_{\omega' = 3\omega}$$

— параметр, характеризующий дисперсию групповой скорости в этой среде.

Величина дисперсии второго порядка Γ^m и длина L_c выбирались таким образом, чтобы обеспечить максимальную компрессию промодулированного по фазе импульса третьей гармоники.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы обсудим результаты численных расчетов, выполненных для процесса генерации третьей гармоники в полом оптическом волноводе, заполненном аргоном, при условиях, определенных выше. В зависимости от соотношения между длиной группового запаздывания импульсов основного излучения и третьей гармоники l_w^{mn} и длиной полого оптического волновода L генерация третьей гармоники может происходить либо в режиме, когда эффекты, связанные с групповым запаздыванием, незначительны, либо в режиме, когда различие групповых скоростей импульсов накачки и третьей гармоники имеет значительное влияние на эффективность процесса, а также на длительность и спектр третьей гармоники. Оценим условия, при которых можно пренебречь эффектами, связанными с групповым запаздыванием накачки и третьей гармоники в полом волноводе. При давлении аргона $p = 0.5$ атм длина группового запаздывания l_w^{mn} импульсов основного излучения длиной волны 0.78 мкм и третьей гармоники становится порядка длины рассматриваемого волновода $L = 40$ см при длительности импульса накачки $\tau \sim 50$ фс. Таким образом, групповое запаздывание импульсов накачки и третьей гармоники не оказывает существенного влияния на процесс генерации третьей гармоники для данных условий при длительностях импульса накачки, превышающих 50 фс.

Случай малого группового запаздывания представляет особый интерес с точки зрения обеспечения высокой эффективности процесса генерации третьей гармоники. Мы начнем наше рассмотрение с этого случая, а затем перейдем к изучению влияния эффектов группового запаздывания на параметры импульса третьей гармоники.

4.1. Фазовая кросс-модуляция при генерации третьей гармоники в отсутствие группового запаздывания

Пусть полная энергия импульса третьей гармоники на выходе из волновода

$$W_h = \sum_m W_h^m,$$

где

$$W_h^m = \int P_h^m(\eta) d\eta$$

— энергия импульса третьей гармоники в собственной моде волновода EH_{1m} ,

$$P_h^m(\eta) = |B^m(\eta, L)|^2 \iint |f_h^m(\rho)|^2 \rho d\varphi d\rho$$

— мощность импульса третьей гармоники, соответствующая собственной моде волновода EH_{1m} . На рис. 1 приведены зависимости полной энергии импульса третьей гармоники W_h на выходе полого волновода от давления аргона в отсутствие разбегания импульсов накачки и третьей гармоники, рассчитанные по формуле (16) для различных пиковых мощностей накачки P_{p0} . Осциллирующий характер зависимости полной энергии импульса третьей гармоники от давления связан с изменением фазовой расстройки с увеличением давления. Выход энергии импульса третьей гармоники на

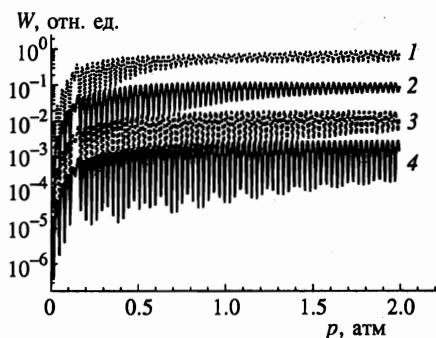


Рис. 1

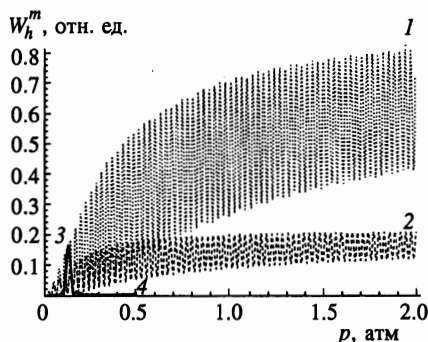


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость суммарной энергии импульса третьей гармоники на выходе из полого волновода W_h от давления аргона в отсутствие эффектов группового запаздывания при длине волновода $L = 40$ см для различных пиковых мощностей накачки: 4 (1), 2 (2), 1 (3), 0.5 (4) ГВт

Рис. 2. Зависимость от давления аргона энергии импульса третьей гармоники на выходе из полого волновода W_h^m для мод EH_{11} (1), EH_{12} (2), EH_{13} (3), EH_{14} (4) в отсутствие эффектов группового запаздывания при $L = 40$ см, $P_{p0} = 4$ ГВт

постоянный уровень объясняется тем обстоятельством, что при достаточно высоких давлениях увеличение нелинейной восприимчивости, ответственной за генерацию третьей гармоники, пропорциональное давлению, компенсируется ухудшением условий фазового согласования ($\Delta k^{mn} \propto p$, так что при достаточно больших давлениях огибающая функции $\sin(\xi^{mn}L)/\xi^{mn}$ убывает как $(\xi^{mn})^{-1} \propto 1/p$). Уменьшение амплитуды осцилляций с ростом давления связано с тем, что, как следует из формулы (17), рост давления приводит к увеличению различий в фазовой расстройке для процесса генерации третьей гармоники в максимуме и на хвостах импульса накачки. Вследствие этого интегрирование по времени в выражении для энергии W_h дает менее выраженные осцилляции, чем в случае низких давлений.

Как видно из рис. 2, большая часть энергии третьей гармоники приходится на основную моду EH_{11} полого волновода. Существенная энергия содержится также в моде EH_{12} . Энергия, приходящаяся на моду EH_{13} , сравнима с энергией, содержащейся в двух низших модах, лишь в узком диапазоне давлений аргона ($p \sim 0.14$ атм), когда выполнены условия фазового согласования для моды EH_{13} . Энергия высших мод в рассматриваемом диапазоне давлений, как видно из рис. 2, пренебрежимо мала по сравнению с энергией первых трех мод.

На рис. 3 представлены огибающие мощности (1) и третьей степени мощности (2) импульса накачки, а также огибающие мощности основной моды импульса третьей гармоники на выходе из полого волновода (3) и после компенсации линейного чирпа (4), рассчитанные по формулам (16), (21) при $p = 0.536$ атм и пиковой мощности накачки $P_{p0} = 2$ ГВт. На рис. 4 показан модуль спектра

$$S_h(\Omega) = \left| \frac{1}{2\pi} \int B^1(\eta, L) \exp(i\Omega\eta) d\eta \right|$$

импульса третьей гармоники моды EH_{11} (1) и импульса накачки (2) на выходе из

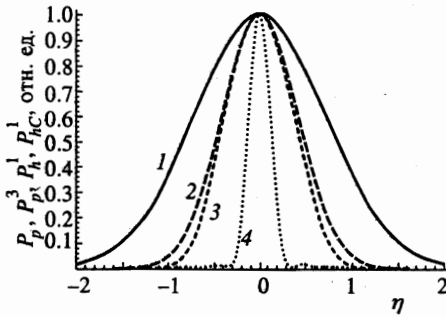


Рис. 3

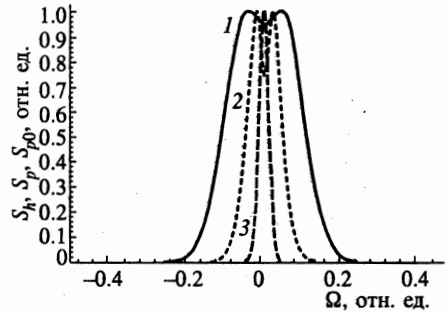


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость нормированных мощности импульса накачки P_p (1), P_p^3 (2) и мощности моды EH_{11} импульса третьей гармоники на выходе из волновода P_h^1 (3) и после компенсации линейного chirпа P_{hC}^1 (4) от бегущего времени η при $p = 0.536$ атм, $P_{p0} = 2$ ГВт

Рис. 4. Модуль спектра амплитуды моды EH_{11} импульса третьей гармоники $S_h = \left| \frac{1}{2\pi} \int B^1(\eta, L) \exp(i\Omega\eta) d\eta \right|$ (1) и импульса накачки на выходе из волновода $S_p = \left| \frac{1}{2\pi} \int A^1(\eta, L) \exp(i\Omega\eta) d\eta \right|$ (2) и на входе в волновод $S_{p0} = \left| \frac{1}{2\pi} \int A^1(\eta, 0) \exp(i\Omega\eta) d\eta \right|$ (3) при $p = 0.536$ атм, $P_{p0} = 2$ ГВт

волновода, а также модуль спектра импульса накачки на входе в волновод (3) при $p = 0.536$ атм, $P_{p0} = 2$ ГВт. Давление аргона было выбрано таким образом, чтобы удовлетворить условиям локального оптимума фазового согласования ($\xi^{11} = (N + 0.5)\pi$, где N — целое число) для моды EH_{11} третьей гармоники при достаточно большом давлении. При этих условиях, как видно из рис. 2, большая часть энергии третьей гармоники содержится в моде EH_{11} . Результаты, представленные на рис. 3, 4, свидетельствуют о том, что импульс третьей гармоники оказывается промодулирован по фазе за счет эффектов фазовой кросс-модуляции, а его спектр значительно уширен даже по сравнению с импульсом накачки, испытывающим влияние фазовой самомодуляции. Благодаря этому импульс третьей гармоники может быть эффективно сжат путем компенсации линейного chirпа.

Рисунок 5, на котором представлены огибающие мощности импульса третьей гармоники, соответствующего волноводной моде EH_{11} , на выходе из волновода (рис. 5а) и после компенсации линейного chirпа (рис. 5б), а также зависимость $\xi^{11}(\eta)$ (рис. 5в), иллюстрирует обострение импульса третьей гармоники за счет зависящей от интенсивности добавки к фазовой расстройке (см. формулы (16), (17)) в условиях, когда давление газа и мощность накачки подобраны таким образом, чтобы наилучшие условия фазового согласования достигались вблизи максимума импульса накачки. Из сравнения кривых 1 на рис. 5а и 5в видно, что сигнал третьей гармоники, соответствующий волноводной моде EH_{11} , обращается в нуль на выходе из волновода при таких η , что $\xi^{11} = N\pi$, где N — целое число.

С ростом мощности накачки, как видно из рис. 5а, 5б и 6, chirп импульса третьей гармоники (рис. 5а) и его спектральная ширина (рис. 6) увеличиваются, что позволяет получать достаточно короткие импульсы на выходе компрессора. Необходимо отметить, однако, что увеличение мощности накачки может приводить к искажениям формы им-

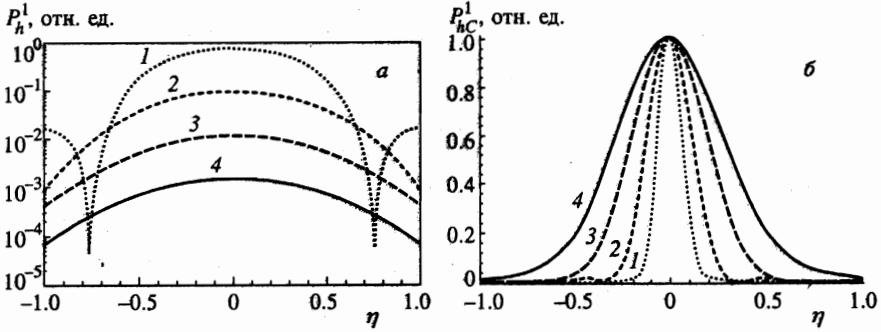


Рис. 5. Зависимость мощности моды EH_{11} импульса третьей гармоники на выходе из волновода P_h^1 (а) и после компенсации линейного чирпа P_{hC}^1 (б) и величины $\xi L/\pi$ (в) от бегущего времени η для $P_{p0} = 4$ ГВт и $p = 0.549$ атм (1), $P_{p0} = 2$ ГВт и $p = 0.536$ атм (2), $P_{p0} = 1$ ГВт и $p = 0.545$ атм (3), $P_{p0} = 0.5$ ГВт и $p = 0.549$ атм (4)

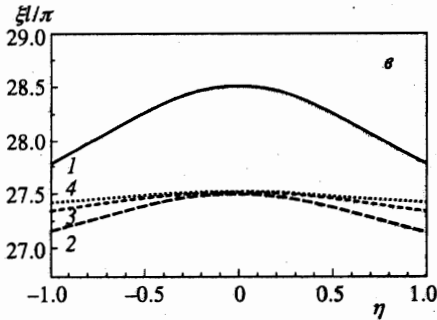
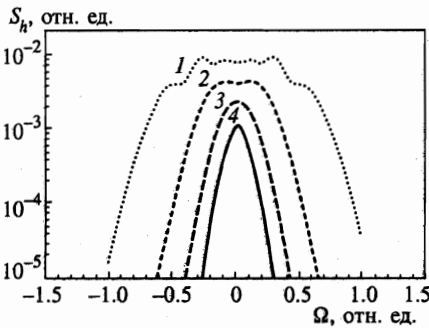


Рис. 6. Модуль спектра амплитуды моды EH_{11} импульса третьей гармоники на выходе из волновода S_h для $P_{p0} = 4$ ГВт и $p = 0.549$ атм (1), $P_{p0} = 2$ ГВт и $p = 0.536$ атм (2), $P_{p0} = 1$ ГВт и $p = 0.545$ атм (3), $P_{p0} = 0.5$ ГВт и $p = 0.549$ атм (4)



пульса третьей гармоники.

Таким образом, результаты выполненных расчетов показывают, что эффект фазовой кросс-модуляции, сопровождающий генерацию третьей гармоники в полном волноводе, дает возможность управлять чирпом третьей гармоники путем изменения амплитуды импульса накачки и параметров газа (давления и дисперсии), заполняющего полый волновод, позволяя, тем самым, формировать импульсы утроенной частоты с регулируемой длительностью.

4.2. Фазовая кросс-модуляция при генерации третьей гармоники в условиях группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники

В случае, когда можно пренебречь дисперсионным расплыванием импульсов (длина дисперсии l_d для приведенных выше параметров существенно превышает длину по-

лого оптического волновода), но необходимо учитывать различие групповых скоростей на частоте накачки и третьей гармоники, анализ генерации третьей гармоники в полом волноводе с учетом эффектов фазовой само- и кросс-модуляции может быть выполнен с использованием формулы (14). На рис. 7 приведены зависимости полной энергии импульса третьей гармоники W_h на выходе полого волновода от давления аргона, рассчитанные по формуле (14) с учетом группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники для различных длительностей импульса накачки при пиковой мощности накачки $P_{p0} = 4$ ГВт. Аналогично случаю малого группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники, рассмотренному в разд. 4.1, зависимость полной энергии импульса третьей гармоники от давления газа имеет осциллирующий характер из-за изменения фазовой расстройки с увеличением давления. Как и в случае малого группового запаздывания, выход энергии импульса третьей гармоники на постоянный уровень объясняется тем, что для достаточно высоких давлений увеличение нелинейной восприимчивости, ответственной за генерацию третьей гармоники, компенсируется ухудшением условий фазового согласования.

Зависимость энергии, содержащейся в поперечных модах EH_{11} (1), EH_{12} (2) и EH_{13} (3) импульса третьей гармоники на выходе из полого волновода, от давления аргона, рассчитанная с учетом разбегания импульсов накачки и третьей гармоник по формуле (14) для $L = 40$ см, $P_{p0} = 4$ ГВт, $\tau = 25$ фс, представлена на рис. 8. Аналогично случаю малого группового запаздывания, большая часть энергии третьей гармоники приходится на основную моду EH_{11} полого волновода, меньшая часть энергии содержится в моде EH_{12} , энергия же моды EH_{13} оказывается сравнима с энергией, содержащейся в двух низших модах, лишь в узком диапазоне давлений аргона ($p \sim 0.14$ атм), когда выполнены условия фазового согласования для моды EH_{13} .

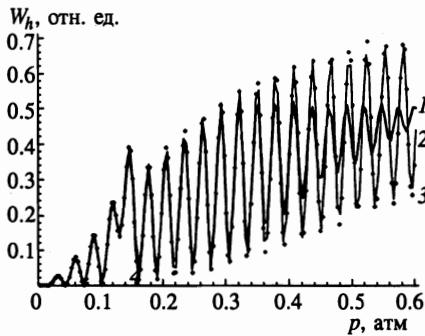


Рис. 7

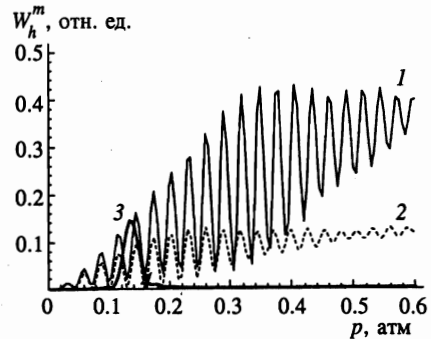


Рис. 8

Рис. 7. Зависимость нормированной суммарной энергии импульса третьей гармоники на выходе из полого волновода от давления аргона для различных длительностей импульса накачки $2\tau = 25$ фс (1), 200 фс (2) и в пренебрежении групповым запаздыванием импульсов накачки и третьей гармоники (3) при $L = 40$ см и $P_{p0} = 4$ ГВт

Рис. 8. Зависимость энергии импульса третьей гармоники для волноводных мод EH_{11} (1), EH_{12} (2) и EH_{13} (3) на выходе из полого волновода от давления аргона при $L = 40$ см, $P_{p0} = 4$ ГВт и $2\tau = 25$ фс

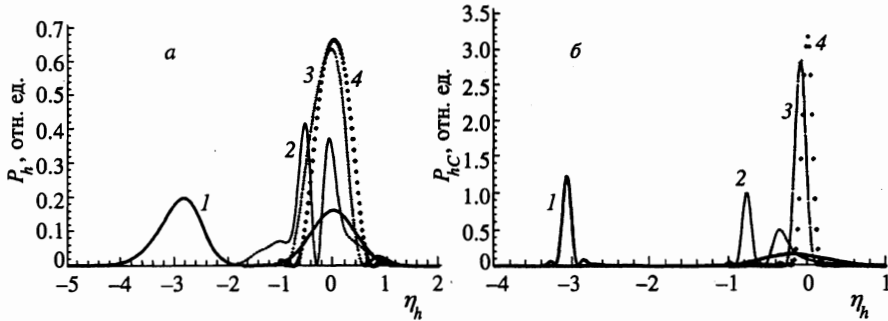


Рис. 9. Зависимость мощности основной моды импульса третьей гармоники на выходе из волновода $P_h \equiv P_h^l$ (а) и после компенсации линейного чирпа (б) от бегущего времени η_h при $p = 0.52$ атм, $P_{p0} = 4$ ГВт для длительностей импульса накачки $2\tau = 25$ фс (1), 100 фс (2), 800 фс (3) и в пренебрежении эффектами группового запаздывания (4)

Как видно из представленных на рис. 9а огибающих мощности импульса накачки и мощности основной моды импульса третьей гармоники на выходе из волновода, групповое запаздывание импульсов накачки и третьей гармоники приводит сначала к увеличению длительности импульса третьей гармоники (кривая 2 на рис. 9а, импульсы накачки и третьей гармоники разбегаются на расстояние $\eta_h \equiv \eta_h^l = 0.8$ на длине волновода), а затем (при дальнейшем уменьшении длительности импульса накачки) — к разбиению третьей гармоники на два импульса (кривая 1 на рис. 9а, импульсы накачки и третьей гармоники разбегаются на расстояние $\eta_h = 3$ на длине волновода). При этом правый импульс на рис. 9а формируется в результате генерации третьей гармоники в области размером порядка когерентной длины $l_{ph}^{11} = 1/\Delta k^{11}$ вблизи входного торца волновода, в то время как левый импульс соответствует генерации третьей гармоники в аналогичной области вблизи выходного торца. Мощность импульса третьей гармоники, генерируемого в центральной части волновода, оказывается пренебрежимо малой по сравнению с сигналом третьей гармоники, формируемым вблизи торцов волновода. Этот эффект легко объясняется с помощью формулы (14). В самом деле, считая, что $l_w \ll L$, устремляя верхний предел интегрирования в выражении (14) к бесконечности и учитывая, что при малых мощностях накачки второе и третье слагаемые в аргументе экспоненты малы по сравнению с первым, получаем, что мощность сигнала третьей гармоники определяется фурье-образом амплитуды импульса накачки в представлении Δk :

$$B^m(\eta_h^m, z) \approx i \frac{\tilde{\beta}^m}{\zeta^{mn}} \int_0^{z/\zeta^{mn}} d\eta'' (A_0^n(\eta_h + \eta''))^3 \exp \left[-i \frac{\Delta k^{mn}}{\zeta^{mn}} \eta'' \right]. \quad (22)$$

С физической точки зрения низкая эффективность генерации третьей гармоники в центральной части волновода связана со значительной фазовой расстройкой накачки и третьей гармоники ($\Delta k^{11}/\zeta^{11} \sim 100$ для импульсов длительностью 25 фс при давлении аргона 0.5 атм).

Важно отметить, что импульс третьей гармоники, возникающий вблизи выходного торца волновода, гораздо сильнее промодулирован по фазе и, соответственно, может быть сжат с гораздо более высокой эффективностью (рис. 9б), чем импульс третьей гармоники, формирующийся вблизи входного торца волновода. Данное обстоятельство

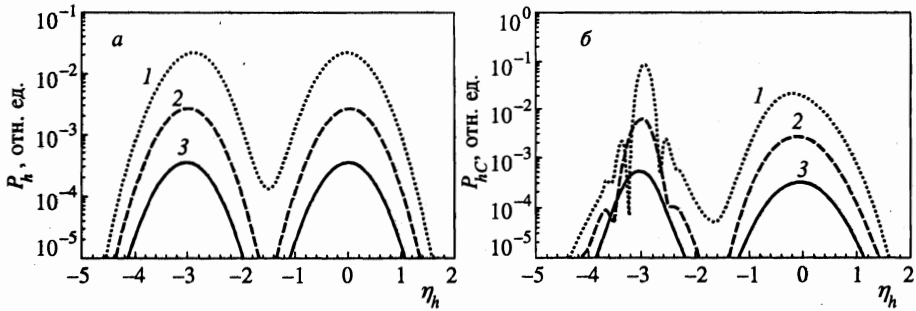


Рис. 10. Зависимость мощности моды EH_{11} импульса третьей гармоники на выходе из волновода P_h (а) и после компенсации линейного чирпа P_{hC} (б) от бегущего времени η_h для $P_{p0} = 2$ ГВт и $p = 0.506$ атм (1), $P_{p0} = 1$ ГВт и $p = 0.514$ атм (2), $P_{p0} = 0.5$ ГВт и $p = 0.518$ атм (3) при $2\tau = 25$ фс

объясняется тем, что в условиях, когда импульсы накачки и третьей гармоники разбегаются на достаточно большое расстояние на длине волновода (как это имеет место на рис. 10), эффект ФКМ2 в безынерционной керровской среде имеет довольно слабое влияние на фазу третьей гармоники. Вследствие эффекта фазовой самомодуляции импульс накачки вблизи выходного торца волновода промодулирован по фазе гораздо сильнее, чем вблизи входного торца. Благодаря этому импульс третьей гармоники, формирующийся у выходного торца волновода, характеризуется существенной фазовой модуляцией и может быть эффективно сжат путем компенсации чирпа (рис. 9б, 10б). Соответствующие спектры импульса накачки и третьей гармоники представлены на рис. 11. Увеличение мощности накачки, как и в случае малого группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники, приводит к увеличению ширины спектра третьей гармоники (рис. 12).

Таким образом, в условиях значительного группового запаздывания импульсов накачки и третьей гармоники картина нелинейно-оптического взаимодействия коротких лазерных импульсов в полом волноводе, заполненном газом, оказывается значительно более сложной, чем в отсутствие группового запаздывания импульсов. Однако и при этих условиях явление фазовой кросс-модуляции дает возможность управления параметрами импульсов третьей гармоники (рис. 10, 12) и позволяет формировать ультракороткие импульсы излучения ультрафиолетового диапазона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных решений связанных уравнений для медленно меняющихся амплитуд импульса накачки и третьей гармоники с учетом фазовой само- и кросс-модуляции и эффектов дисперсии первого порядка показывает, что эффекты фазовой само- и кросс-модуляции могут являться важным фактором, оказывающим существенное влияние на эффективность преобразования частоты при генерации третьей гармоники в полых волноводах. В отличие от приближения плоских волн, полученные уравнения позволяют учесть влияние волновода через константы распространения, групповые скорости накачки и третьей гармоники, а также нелинейные коэффициенты, записанные с учетом поперечных распределений полей накачки и третьей гармоники для

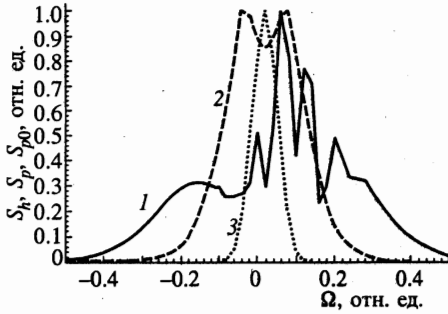


Рис. 11

Рис. 11. Модуль спектра амплитуды моды EH_{11} импульса третьей гармоники S_h (1) и импульса накачки на выходе из волновода S_p (2) и на входе в волновод S_{p0} (3) при $p = 0.506$ атм, $P_{p0} = 2$ ГВт и $2\tau = 50$ фс (3).

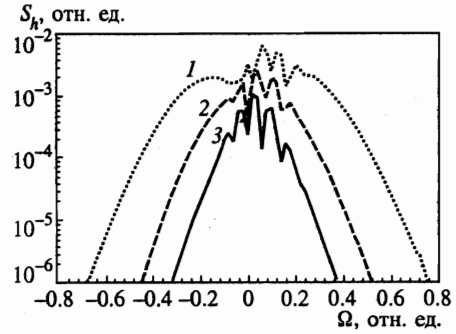


Рис. 12

Рис. 12. Модуль спектра амплитуды моды EH_{11} импульса третьей гармоники на выходе из волновода для $2\tau = 25$ фс, $P_{p0} = 2$ ГВт и $p = 0.506$ атм (1), $P_{p0} = 1$ ГВт и $p = 0.514$ атм (2), $P_{p0} = 0.5$ ГВт и $p = 0.518$ атм (3)

соответствующих мод волновода. Показано, что фазовый набег третьей гармоники за счет фазовой кросс-модуляции может частично компенсировать для некоторой части импульса постоянную фазовую расстройку между импульсом третьей гармоники и импульсом основного излучения. Влияние фазового рассогласования на эффективность генерации третьей гармоники может быть уменьшено путем выбора сред с благоприятными свойствами дисперсии показателя преломления и волоконных мод, а также частотных зависимостей соответствующих нелинейно-оптических восприимчивостей.

Проведенное исследование показывает, что chirпом оптических гармоник на выходе из нелинейной среды можно управлять путем варьирования амплитуды импульса накачки. Физический механизм управления спектром и фазой оптических гармоник связан с тем обстоятельством, что гармоники генерируются в условиях фазовой самомодуляции импульса основной частоты, а фаза импульса третьей гармоники промодулирована за счет добавки к показателю преломления среды, наведенной импульсом основной частоты. Подобный метод управления модуляцией фазы представляется перспективным для получения сверхкоротких импульсов в ВУФ и рентгеновском диапазонах путем генерации гармоник и параметрического взаимодействия волн в полых оптических волноводах и лазерной плазме.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-02-17351) и US Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF) (Award № RP1-255).

Литература

1. J. Reintjes, C.-Y. She, and R. C. Eckardt, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**, 581 (1978).
2. J. Reintjes, *Appl. Opt.* **19**, 3889 (1980).
3. J. Bokor, P. H. Bucksbaum, and R. R. Freeman, *Opt. Lett.* **8**, 217 (1983).
4. A. McPherson, G. Gibson, H. Jara et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 595 (1987).
5. M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li et al., *J. Phys. B* **21**, L31 (1988).
6. X. F. Li, A. L. Huillier, M. Ferray et al., *Phys. Rev. A* **39**, 5751 (1989).
7. Ph. Balcou, A. S. L. Gomes, C. Coruaggia et al., *J. Phys. B* **25**, 4467 (1992).
8. N. Sarukura, K. Hata, T. Adachi et al., *Phys. Rev. A* **43**, 1669 (1991).
9. A. L'Huillier and Ph. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993).
10. J. J. Macklin, J. D. Kmetec, and C. L. Gordon III, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 766 (1993).
11. J. K. Crane, M. D. Perry, S. Herman, and R. W. Falcone, *Opt. Lett.* **17**, 1256 (1992).
12. K. Kondo, N. Sarukura, K. Sajiki, and S. Watanabe, *Phys. Rev. A* **47**, 2480 (1993).
13. C.-G. Wahlstrom, J. Larsson, A. Persson et al., *Phys. Rev. A* **48**, 4709 (1993).
14. D. M. Mittleman, D. C. Douglass, Z. Henis et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 170 (1996).
15. C. Altucci, T. Starczewski, E. Mevel et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 148 (1996).
16. Ch. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania et al., *Science* **278**, 661 (1997).
17. Ch. Spielmann, M. Schnuerer, N. H. Burnett et al., in *Proc. of Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'98), Technical Digest*, San Francisco, CA (1998), *Opt. Soc. Am.*, Washington, DC (1998), OSA Technical Digest Series, vol. 6, p. 81.
18. С. М. Гладков, А. М. Желтиков, Н. И. Коротеев, А. Б. Федотов, *Письма в ЖТФ* **14**, 1399 (1988).
19. A. B. Fedotov, S. M. Gladkov, N. I. Koroteev, and A. M. Zheltikov, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 373 (1991).
20. A. M. Zheltikov, N. I. Koroteev, and A. B. Fedotov, *Opt. Spectrosc.* **72**, 527 (1992).
21. S. Kubodera, Y. Nagata, Y. Akiyama et al., *Phys. Rev. A* **48**, 4576 (1993).
22. A. M. Zheltikov, N. I. Koroteev, and A. B. Fedotov, *Proc. SPIE* **2097**, 308 (1993).
23. A. M. Zheltikov, N. I. Koroteev, and A. B. Fedotov, *Laser Phys.* **4**, 569 (1994).
24. A. B. Fedotov, N. I. Koroteev, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **5**, 835 (1995).
25. W. Theobald, C. Wulker, F. P. Schafer, and B. N. Chichkov, *Optics Comm.* **120**, 177 (1995).
26. D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke et al., *Phys. Rev. A* **52**, R25 (1995).
27. R. B. Miles, G. Lauffer, and G. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 417 (1977).
28. M. Nisoli, S. De Silvestri, and O. Svelto, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2793 (1996); M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto et al., *Opt. Lett.* **22**, 522 (1997).
29. F. Giammanco, in *Second Intern. Symp. on Modern Problems of Laser Physics*, Akademgorodok, Novosibirsk (1997), *Inst. Laser Phys. Russian Acad. Sci.*, Akademgorodok, Novosibirsk (1997).
30. C. G. Durfee III, S. Backus, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **22**, 1565 (1997).
31. H. Tamaki, O. Maya, K. Midorikawa, and M. Obara, in *Proc. of Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'98), Technical Digest*, San Francisco, CA (1998), *Opt. Soc. Am.*, Washington, DC (1998), OSA Technical Digest Series, vol. 6, p. 83.
32. Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997).
33. C. G. Durfee III, A. Rundquist, Z. Chang et al., in *International Quantum Electronic Conference (IQEC'98), Postdeadline Papers*, San Francisco, CA (1998), *Opt. Soc. Am.*, Washington, DC (1998), QPD5.
34. J. Gersten, R. Alfano, and M. Belic, *Phys. Rev. A* **21**, 1222 (1980).
35. A. R. Chraplyvy, D. Marcuse, and P. S. Henry, *IEEE J. Lightwave Technol.*, LT-2, 6 (1984).
36. R. Alfano, T. Jimbo, J. Manassah, and P. Ho., *Opt. Lett.* **11**, 626 (1986).
37. R. Alfano, Q. Wang, T. Jimbo, and P. Ho., *Phys. Rev. A* **35**, 459 (1987).
38. R. Alfano, P. Baldeck, F. Raccach, and P. Ho., *Appl. Opt.* **26**, 3491 (1987).

39. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic, Boston (1989).
40. C. W. Siders, N. C. Turner III, M. C. Downer et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 330 (1996).
41. A. B. Fedotov, N. I. Koroteev, M. M. T. Loy et al., *Opt. Commun.* **133**, 587 (1997).
42. G. Tempea and T. Brabec, *Opt. Lett.* **23**(16), (1998).
43. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
44. N. I. Koroteev and A. M. Zheltikov, *Laser Physics* **8**, 512 (1998)
45. N. I. Koroteev and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **67**, 53 (1998).
46. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
47. J. F. Reintjes, *Nonlinear Optical Parametric Processes in Liquids and Gases*, Academic, Orlando (1984).
48. P. P. Ho, D. Ji, Q. Z. Wang, and R. R. Alfano, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 276 (1990).
49. Е. М. Дианов, П. В. Мамышев, А. М. Прохоров, С. В. Черников, *Квант. Электрон.* **15**, 1941 (1988).
50. G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. A* **40**, 5063 (1989).
51. R. F. de Souza, E. J. S. Fonseca, J. Miguel Hickmann, and A. S. Gouveia-Neto, *Opt. Commun.* **124**, 79 (1996).
52. In *Landolt Bornshtein Physikalisch-Chemische Tabellen*, ed. by W. A. Roth, K. Scheel, Verlag von Julius Springer, Berlin, Bd. II (1931), Bd. III (1935).
53. S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, and A. S. Chirkin, *Optics of Femtosecond Laser Pulses*, Am. Inst. Phys., New York (1992).