

# Генерация третьей гармоники в поле сверхкоротких лазерных импульсов в заполненном газом полом волноводе с вытекающими модами

О.А.Колеватова, А.Н.Наумов, А.М.Жёлтиков

*Исследовано влияние фазового рассогласования и группового запаздывания, а также оптических потерь волноводных мод на процесс генерации третьей гармоники в полом волноводе. Получено аналитическое решение уравнения для медленно меняющейся амплитуды импульса третьей гармоники в наполненном газом полом волноводе с потерями. Найдены оптимальные условия генерации третьей гармоники в подобном волноводе для импульсов основного излучения различной длительности и разных инертных газов.*

**Ключевые слова:** сверхкороткие лазерные импульсы, генерация третьей гармоники, полый волновод.

## Введение

Многие достижения нелинейной оптики и оптики сверхкоротких лазерных импульсов за последние пять лет связаны с использованием заполненных газом полых диэлектрических волноводов. В частности, наличие фазовой самомодуляции лазерных импульсов в подобных волноводах позволило авторам работы [1] получить рекордно короткие импульсы света длительностью 4.5 фс. Ввиду того что порог оптического пробоя для газа, заполняющего волновод, существенно превышает характерные пороги пробоя для обычных оптических волокон, в полых волноводах (ПВ) возможна генерация мощных сверхкоротких лазерных импульсов, содержащих несколько периодов светового поля. По этой причине ПВ весьма перспективны для оптического преобразования частоты методами параметрического взаимодействия световых волн и генерации гармоник.

Эксперименты [2] показали, что использование ПВ позволяет достичь высоких эффективностей преобразования частоты лазерного излучения при генерации третьей гармоники (ГТГ) (0.2 %) и параметрическом четырехволновом взаимодействии (13 %). Авторы [2] также экспериментально продемонстрировали, что фазовое рассогласование при нелинейно-оптическом взаимодействии, связанное с дисперсией газа, может быть скомпенсировано фазовой расстройкой волноводных мод. Эффективность нелинейно-оптического взаимодействия при этом существенно возрастает, открывая возможности повышения энергии излучения на частоте высоких гармоник и управления параметрами гармоник при изменении характеристик излучения накачки [3, 4].

Последующие интенсивные исследования нелинейно-оптических процессов преобразования частоты в ПВ [5–8] показали, что путем компенсации фазовой расстройки в них удастся увеличить эффективность преобразования частоты при генерации гармоник вплоть до 45-й в 100–

1000 раз по сравнению с эффективностями преобразования частоты, достигаемыми в экспериментах с газовыми струями [9–11]. Недавние эксперименты [8] продемонстрировали возможность использования ПВ для генерации световых импульсов длительностью менее 10 фс в УФ диапазоне за счет параметрического четырехволнового взаимодействия. Достигнутая при этом эффективность преобразования частоты превышала 20 %.

Потери, которыми сопровождается распространение лазерного излучения на частоте собственных мод ПВ [12, 13], являются важным фактором, существенно влияющим на эффективность нелинейно-оптических процессов в заполненных газом ПВ [14]. В связи с этим представляется целесообразным проанализировать влияние потерь излучения на нелинейно-оптические процессы в ПВ. Этой задаче и посвящена настоящая работа.

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим ГТГ в полом оптическом волноводе, состоящем из сердцевины радиусом  $a$ , заполненной газом с показателем преломления  $n_1$ , и оболочки с действительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ , причем  $\epsilon_2 > n_1^2$ . При анализе данного явления будем использовать приближение медленно меняющихся амплитуд, предполагая, что длительность световых импульсов велика по сравнению с периодом светового поля.

Предположим, что возбуждена вполне определенная волноводная мода ПВ  $EH_{n'n}$  на частоте основного излучения (накачки), и рассмотрим генерацию моды  $EH_{m'm}$  третьей гармоники (ТГ). Представим импульсы накачки и ТГ, распространяющиеся вдоль оси  $z$  в ПВ, заполненном газом с нелинейностью третьего порядка, в следующем виде:

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{2} f_p^{(n'n)}(\rho) \mathbf{e}_p A^{(n'n)}(z, t) \times \exp \left[ -i\omega_p t + \left( iK_p^{(n'n)} - \frac{\alpha^{(n'n)}}{2} \right) z \right] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 11 сентября 2000 г.

$$E_h = \frac{1}{2} f_h^{(m'm)}(\rho) e_h B^{(m'm)}(z, t) \exp(-i\omega_h t + iK_h^{(m'm)} z) + \text{компл. сопр.}, \quad (2)$$

где индексы  $p$  и  $h$  относятся к импульсам накачки и ТГ соответственно;  $\omega_p$  – центральная частота накачки;  $\omega_h = 3\omega_p$ ;  $f_p^{(n'n)}(\rho)$  и  $f_h^{(m'm)}(\rho)$  – поперечные распределения полей в ПВ;  $A^{(n'n)}(z, t)$  и  $B^{(m'm)}(z, t)$  – медленно меняющиеся амплитуды импульсов основного излучения и ТГ соответственно;  $K_p^{(n'n)}$  и  $K_h^{(m'm)}$  – константы распространения импульсов;  $\alpha_p^{(n'n)}$  – коэффициент затухания импульса накачки;  $e_p$  и  $e_h$  – единичные векторы поляризации.

Предположим, что каждая из рассматриваемых волн имеет длину, много меньшую радиуса волновода  $a$ , и малый коэффициент затухания [12, 13]:

$$\frac{\omega_l a}{c} \gg 1, \quad (3)$$

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

где  $l = p, h$ ;  $n_l(\omega_l)$  – показатель преломления газа в ПВ для излучения с частотой  $\omega_l$ . В этом случае можно воспользоваться приближенными аналитическими решениями для поперечного распределения поля и постоянных распространения электромагнитного поля в ПВ. В частности, для мод  $EH_{lm}$  полого волновода имеем

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

Здесь  $J_0(x)$  – функция Бесселя нулевого порядка;  $u_l^{(m)}$  – собственное значение моды  $EH_{lm}$ . Константы распространения и коэффициенты затухания описываются при этом следующими выражениями [13]:

$$K_l^{(1m)} \equiv K_l^{(m)} \approx \frac{\omega_l n_l(\omega_l)}{c} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \frac{u_l^{(m)} c}{a \omega_l n_l(\omega_l)} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

$$\alpha_l^{(1m)} \equiv \alpha_l^{(m)} \approx \frac{2}{a n_l(\omega_l)} \left( \frac{u_l^{(m)} c}{a \omega_l} \right)^2 \frac{[\varepsilon_2(\omega_l) + n_l^2(\omega_l)]}{2 n_l^2(\omega_l) [\varepsilon_2(\omega_l) - n_l^2(\omega_l)]^{1/2}}. \quad (7)$$

Используя процедуру, подобную описанной в [15], получаем уравнения для медленно меняющейся амплитуды импульса ТГ  $B^{(1m)}(z, t) \equiv B^{(m)}(z, t)$  в ПВ с потерями:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_h^{(m)}} \frac{\partial}{\partial t} \right) B^{(m)}(z, t) + \frac{\alpha_h^{(m)}}{2} B^{(m)}(z, t) = i\beta^{(mn)} \left( A^{(n)}(z, t) \right)^3 \exp(-i\Delta k^{(mn)} z). \quad (8)$$

Здесь  $A^{(1n)}(z, t) \equiv A^{(n)}(z, t)$ ;  $v_h^{(m)}$  – групповая скорость;  $\alpha_h^{(m)}$  – коэффициент затухания импульса ТГ;

$$\Delta k^{(mn)} = K_h^{(m)} - 3K_p^{(n)} \approx \Delta k_0 + \Delta K_w^{(mn)} \quad (9)$$

– фазовая расстройка с учетом дисперсии волновода, причем

$$\Delta k_0 = \frac{\omega_h}{c} [n_1(\omega_h) - n_1(\omega_p)], \quad (10)$$

$$\Delta k_w^{(mn)} = \frac{c}{2\omega_p} \left[ 3 \left( \frac{u_p^{(n)}}{a} \right)^2 - \frac{1}{3} \left( \frac{u_h^{(m)}}{a} \right)^2 \right] \quad (11)$$

– 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  $n_1(\omega_l) - 1 \ll 1$ ); нелинейный коэффициент  $\beta^{(mn)}$  может быть выражен через соответствующую нелинейно-оптическую кубическую восприимчивость:

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

Уравнение (8) аналогично уравнению, описывающему ГТГ в газовой среде с учетом эффектов фазового рассогласования, группового запаздывания и затухания импульсов в приближении плоских волн. Правая часть уравнения (8) описывает нелинейную поляризацию среды третьего порядка, ответственную за ГТГ. В отличие от приближения плоских волн, уравнение (8) учитывает влияние волновода через константы распространения (6), групповые скорости накачки и ТГ, а также нелинейный коэффициент (12), записанный с учетом поперечных распределений полей накачки и ТГ для соответствующих мод ПВ. В частности, расстройка волновых векторов, входящая в уравнение (8) и определяющая эффективность ГТГ, зависит не только от дисперсии газа, но и от дисперсии волноводных мод. Данное обстоятельство, как было отмечено в работе [2], дает возможность улучшения условий фазового согласования для определенной пары поперечных мод излучения накачки и ТГ.

Перейдем в систему координат, движущуюся с импульсом ТГ, и сделаем замену переменных  $t, z$  на  $\eta_h^{(m)}, z$ . Здесь  $\eta_h^{(m)} = (t - z/v_h^{(m)})/\tau$  – так называемое бегущее время, нормированное на длительность импульса накачки  $\tau$ . При этом уравнение для амплитуды импульса ТГ (8) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial z} B^{(m)}(z, \eta_h^{(m)}) + \frac{\alpha_h^{(m)}}{2} B^{(m)}(z, \eta_h^{(m)}) = i\beta^{(mn)} \left( A^{(n)}(z, \eta_h^{(m)}) \right)^3 \exp(-i\Delta k^{(mn)} z). \quad (13)$$

Интегрируя уравнение (13), получаем

$$B^{(m)}(\eta_h^{(m)}) = i\beta^{(mn)} \int_0^L \left[ A_0^{(n)}(\eta_h^{(m)} + \zeta^{(mn)} z) \right]^3 \times \exp \left[ \left( \frac{\alpha_h^{(m)} - 3\alpha_p^{(n)}}{2} - i\Delta k^{(mn)} \right) z - \frac{\alpha_h^{(m)}}{2} L \right] dz. \quad (14)$$

где  $\zeta^{(mn)} = (1/v_h^{(m)} - 1/v_p^{(n)})/\tau$  – коэффициент группового запаздывания;  $L$  – длина волновода.

Подобно уравнению (8), выражение для амплитуды импульса ТГ (14) формально аналогично выражению, полученному в приближении плоских волн, но, в отличие от него, учитывает дисперсию волновода и поперечные распределения интенсивности импульсов накачки и ТГ.

## 2. Оценка характерных пространственных масштабов

Существенные ограничения эффективности ГТГ в присутствии сверхкоротких лазерных импульсов, как это видно из (14), связаны с фазовой расстройкой, групповым запаздыванием импульсов накачки и ТГ, а также с затуханием импульсов при распространении в ПВ. В случае ГТГ в ПВ, как видно из выражений (6), (7), (9)–(11), фазовая расстройка, групповое запаздывание и коэффициент затухания могут контролироваться путем подбора волноводных мод, диаметра волновода и давления газа, заполняющего волновод.

В табл.1 приведены оценки характерных пространственных длин: дисперсионного распыливания –  $l_d = \tau^2 (\partial^2 K_l^{(m)} / \partial \omega_l^2)^{-1}$ , фазового рассогласования –  $l_{ph}^{(mm)} = |\Delta k^{(mm)}|^{-1}$ , группового запаздывания –  $l_w^{(mm)} = (\zeta^{(mm)})^{-1} = \tau (|1/v_h^{(m)} - 1/v_p^{(n)}|)^{-1}$  и затухания –  $l_a = (\alpha_l^{(m)})^{-1}$ , которые характеризуют влияние соответствующих эффектов на ГТГ в ПВ и свободном газе. Численные оценки получены с использованием данных для дисперсии инертных газов, приведенных в [16].

Табл.1. Характерные пространственные масштабы в случае генерации мод  $EH_{1m}$  третьей гармоники в ПВ с потерями ( $a = 75$  мкм), заполненном аргоном при давлении 0.5 атм, и в свободном газе при накачке излучением с длиной волны 0.8 мкм для импульсов длительностью 20 фс.

$m$	$l_d$ (М)	$l_{d0}$ (М)	$l_{ph}^{(mm)}$ (см)	$l_{ph0}^{(1m)}$ (см)	$l_w^{(1m)}$ (см)	$l_{w0}^{(1m)}$ (см)	$l_a$ (М)
1	10.9	10.6	0.24	0.42	24.4	18.9	14
2	12.1	10.6	0.32	0.42	21.3	18.9	2.6
3	15.1	10.6	0.67	0.42	16.9	18.9	1.1

Примечание:  $l_d, l_{ph}^{(1m)}, l_w^{(1m)}$  и  $l_{d0}, l_{ph0}^{(1m)}, l_{w0}^{(1m)}$  – длины дисперсионного распыливания, фазового рассогласования и группового запаздывания в волноводе и в свободном газе соответственно;  $l_a$  – длина затухания накачки в волноводе.

Из приведенных оценок видно, что длина дисперсионного распыливания импульса накачки для рассматриваемых условий значительно превышает характерные пространственные масштабы фазового рассогласования, группового запаздывания и затухания и оказывается существенно больше характерных длин волноводов, обычно используемых в экспериментах (см. [5–8]). Таким образом, приведенные в табл.1 оценки показывают, что дисперсионное распыливание взаимодействующих импульсов может не учитываться при рассмотрении ГТГ в ПВ в наших условиях. Кроме того, из табл.1 видно, что наиболее существенным ограничивающим фактором является фазовое рассогласование, влияние которого проявляется на наименьшем из рассмотренных пространственных масштабов.

## 3. Численное моделирование

Для исследования ГТГ в ПВ коротким импульсом накачки заданной интенсивности с учетом фазового рассогласования, группового запаздывания и затухания импульсов накачки и ТГ были проведены численные расчеты с использованием выражений (7), (9)–(11), (14). Предполагалось, что импульс накачки имеет гауссову огибающую с постоянной единичной амплитудой:

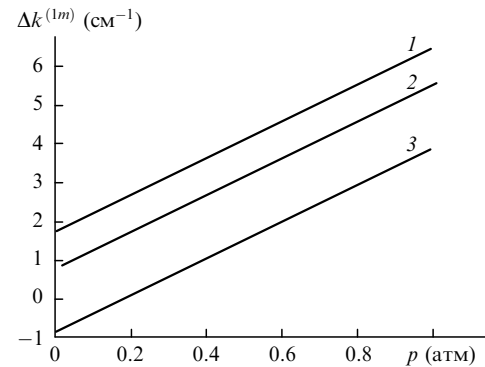


Рис.1. Зависимости фазовых расстройок для моды  $EH_{11}$  основного излучения и мод  $EH_{11}$  (1),  $EH_{12}$  (2),  $EH_{13}$  (3) ТГ от давления аргона  $p$  при радиусе волновода  $a = 75$  мкм и его длине  $L = 60$  см.

$$A^{(1)}(z, t) = A_0 \left( t - z/v_p^{(1)} \right) = \exp \left[ -\frac{1}{2\tau^2} \left( t - z/v_p^{(1)} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

При этом выражение для амплитуды импульса ТГ (14) принимает вид

$$B^{(m)}(\eta_h^{(m)}) = i\beta^{(mn)} \int_0^L \exp \left[ -\frac{3}{2} \left( \eta_h^{(m)} + \zeta^{(mn)} z \right)^3 + \frac{\alpha_h^{(m)} - 3\alpha_p^{(n)}}{2} z - i\Delta k^{(mn)} z - \frac{\alpha_h^{(m)}}{2} L \right] dz. \quad (16)$$

Рассматривалась ГТГ с поперечным распределением интенсивности, соответствующим модам  $EH_{11}$ ,  $EH_{12}$  и  $EH_{13}$  с собственными значениями  $u_l^{(1)} \approx 2.41$ ,  $u_l^{(2)} \approx 5.52$  и  $u_l^{(3)} \approx 8.65$ . Как было показано в работе [4], основная энергия ТГ содержится в указанных модах, и эффектами, связанными с генерацией высших мод, можно пренебречь. Кроме того, в данном случае фазовая расстройка может быть скомпенсирована только для моды  $EH_{11}$  накачки и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники (см. рис.1). Учитывая эти обстоятельства, в дальнейшем будем рассматривать только моду  $EH_{11}$  накачки и моду  $EH_{13}$  третьей гармоники.

Расчеты выполнялись для ПВ, заполненного инертным газом (гелий, неон, аргон, криптон, ксенон). Длина волны излучения накачки составляла 800 нм, длина волновода  $L = 60$  см, диэлектрическая проницаемость стенок ПВ  $\epsilon_2 = 2.25$ . Использовались данные для дисперсии инертных газов, приведенные в [16]. Материальная составляющая показателя преломления в ПВ для излучения с частотой  $\omega_l$  полагалась (за счет дисперсии инертного газа) пропорциональной давлению.

Из выражений (6), (7), (9)–(11) видно, что фазовая расстройка, групповое запаздывание и коэффициент затухания зависят от радиуса сердцевины ПВ, рода газа, заполняющего волновод, его давления  $p$  и от рассматриваемой пары пространственных мод накачки и ТГ. Таким образом, варьируя названные параметры, можно управлять эффективностью преобразования частоты и оптимизировать условия ГТГ в поле сверхкоротких лазерных импульсов в ПВ.

## 4. Результаты расчетов и обсуждение

Обсудим результаты численных расчетов, выполненных для ГТГ в ПВ, заполненном инертным газом, при условиях, определенных выше, и исследуем зависимость эффективности преобразования частоты при ГТГ корот-

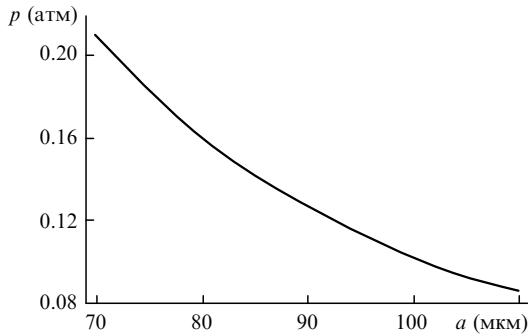


Рис.2. Зависимость давления аргона  $p$ , соответствующего фазовому согласованию моды  $EH_{11}$  накачки и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники, от радиуса  $a$ .

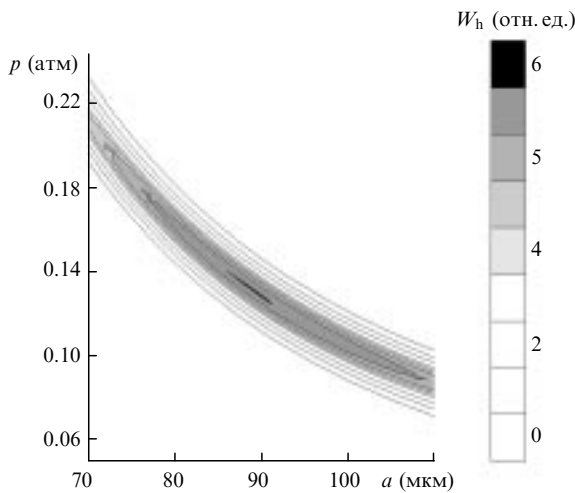


Рис.3. Зависимость энергии  $W_h$  импульса ТГ на выходе из ПВ длиной  $L = 60$  см, заполненного аргоном, от радиуса  $a$  и давления аргона  $p$  при длительности импульса накачки  $\tau = 20$  фс.

ким импульсом накачки заданной интенсивности от параметров импульса накачки, волновода и газа.

Из табл.1 видно, что фазовое рассогласование является основным фактором, ограничивающим эффективность нелинейного преобразования, поэтому рассмотрим сначала влияние фазового рассогласования на процесс ГТГ в ПВ. Если фазовая расстройка полностью скомпенсирована, то из выражений (9)–(11) получаем следующую зависимость давления  $p$  инертного газа, заполняющего ПВ, от внутреннего радиуса волновода  $a$ :

$$p(a) = \frac{p_0 c}{2\Delta k_{01} \omega_p} \left[ \frac{1}{3} \left( \frac{u_h^{(m)}}{a} \right)^2 - 3 \left( \frac{u_p^{(n)}}{a} \right)^2 \right], \quad (17)$$

где  $\Delta k_{01}$  – компонента фазовой расстройки за счет дисперсии газа (10) при давлении  $p_0$ .

На рис.2 представлена рассчитанная зависимость давления аргона, соответствующего фазовому согласованию моды  $EH_{11}$  накачки и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники, от внутреннего радиуса  $a$ . На рис.3 приведена зависимость энергии импульса ТГ на выходе из ПВ, заполненного аргоном,  $W_h = \int P_h(\eta_h^{(3)}) d\eta_h^{(3)}$  (где  $P_h(\eta_h^{(3)}) = |B^{(3)}(L, \eta_h^{(3)})| \iint |f_h^{(3)}(\rho)|^2 \rho d\varphi d\rho$ ) от радиуса  $a$  и давления аргона  $p$ . Аналогичная зависимость для гелия показана на рис.4.

Если сравнить рис.2 и 3, то можно убедиться в том, что значения параметров  $a$  и  $p$ , при которых наблюдается

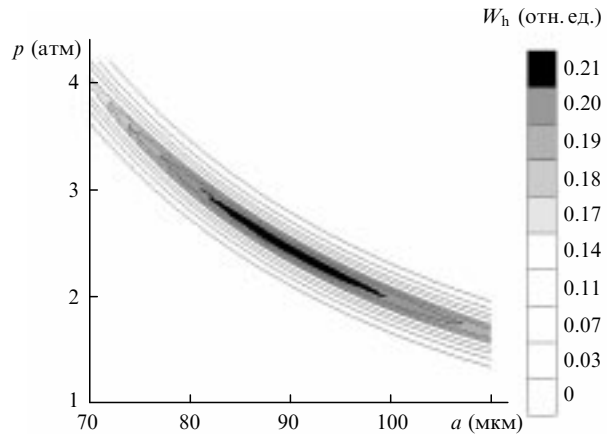


Рис.4. Зависимость энергии  $W_h$  импульса ТГ на выходе из ПВ длиной  $L = 60$  см, заполненного гелием, от радиуса  $a$  и давления гелия  $p$  при  $\tau = 20$  фс.

максимум энергии импульса ТГ на рис.3, соответствующим условию фазового согласования, представленному на рис.2. На основании этого можно говорить о том, что фазовое рассогласование является основным фактором, ограничивающим эффективность преобразования частоты при ГТГ в поле сверхкоротких лазерных импульсов в ПВ с потерями. Таким образом, необходимым условием эффективной ГТГ в ПВ является условие компенсации фазовой расстройки.

Исходя из этого условия, в дальнейшем для упрощения расчетов исследовалась зависимость энергии импульса ТГ от параметров задачи в условиях фазового согласования. На рис.5,а приведены зависимости энергии импульса ТГ  $W_h$  на выходе ПВ от внутреннего радиуса  $a$  для различных инертных газов (гелий, неон, аргон, криптон, ксенон), заполняющих волновод, в условиях фазового согласования. При изменении радиуса  $a$  давление газа  $p$  изменяется в соответствии с (17) так, чтобы фазовая расстройка оставалась скомпенсированной. Зави-

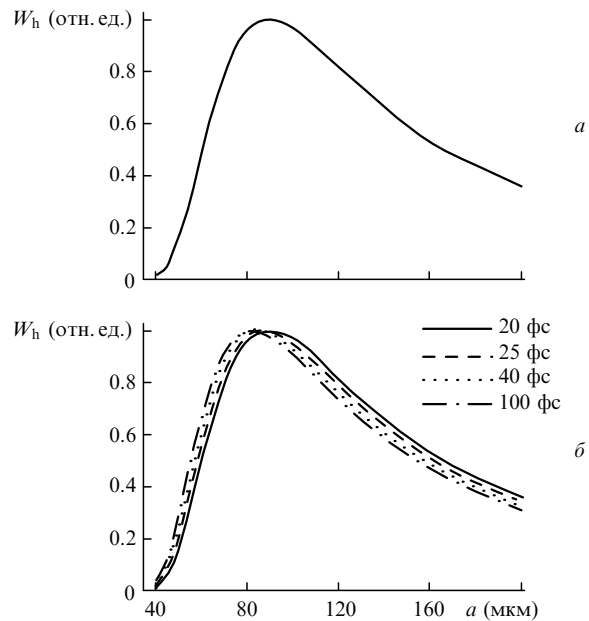


Рис.5. Зависимости энергии  $W_h$  импульса ТГ на выходе из ПВ длиной  $L = 60$  см от радиуса  $a$  для полностью скомпенсированной фазовой расстройки в разных инертных газах при  $\tau = 20$  фс (а) и в аргоне для различных  $\tau$  (б).

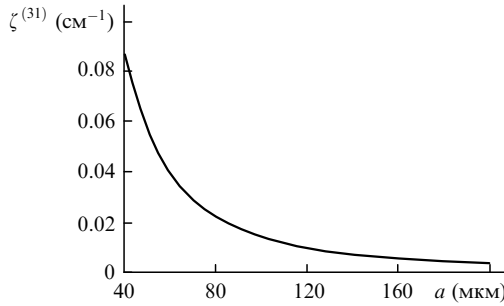


Рис.6. Зависимость коэффициента группового запаздывания  $\zeta^{(31)}$  для моды  $EH_{11}$  основного излучения и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники от радиуса  $a$  при  $\tau = 20$  фс.

симости, построенные для различных газов на рис.5,а, практически совпадают. Это, по-видимому, связано с тем, что исследуемая зависимость определяется нелинейным взаимодействием в волноводе, волноводным вкладом в дисперсию и затуханием. Однако следует заметить, что согласно (17) каждому радиусу  $a$  для разных газов соответствуют свои, отличные от других, давления  $p$ , отвечающие полной компенсации фазовой расстройки. На рис.5,б представлены данные для волновода, заполненного аргоном, при различных длительностях импульса накачки.

Как видно из рис.5, зависимость энергии импульса ТГ от радиуса волновода (и, следовательно, давления) имеет четко выраженный максимум. Подъем и спад кривых на рис.5 можно объяснить ходом зависимостей группового запаздывания и коэффициентов затухания импульсов накачки и ТГ (рис.6 и 7), а также нелинейного коэффициента  $\beta^{(31)}$  от радиуса волновода. Нарастание энергии с увеличением радиуса волновода  $a$  (и, соответственно, уменьшением давления  $p$ ) связано с уменьшением затухания импульсов накачки и ТГ в ПВ (рис.6) и уменьшением группового запаздывания (рис.7). При дальнейшем увеличении  $a$  (и, соответственно, уменьшении  $p$ ), когда длины затухания и группового запаздывания импульсов накачки и ТГ становятся сравнимы с длиной волновода, начинается спад энергии, вызванный уменьшением эффективной нелинейности  $\beta^{(31)}$  газа, заполняющего волновод, пропорциональной давлению  $p$ .

На рис.8 представлены зависимости оптимальных радиуса сердцевины ПВ и давления аргона, при которых наблюдается максимум энергии импульса ТГ, от длительности импульса накачки. Слабое изменение опти-

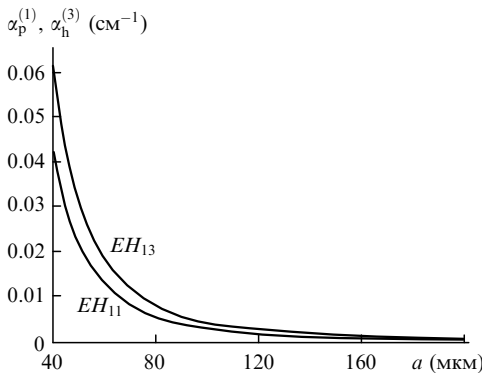


Рис.7. Зависимости коэффициентов затухания для моды  $EH_{11}$  основного излучения  $\alpha_p^{(1)}$  и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники  $\alpha_h^{(3)}$  от радиуса  $a$  при  $\tau = 20$  фс.

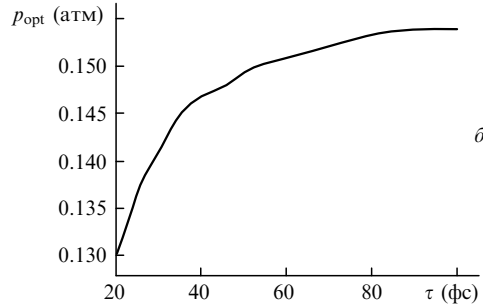
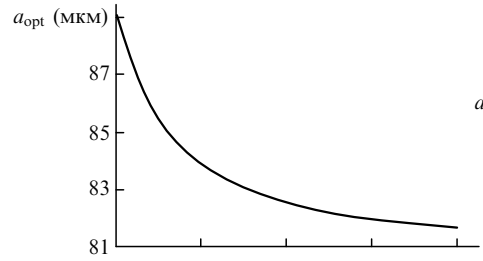


Рис.8. Зависимости оптимального радиуса полого волновода  $a_{opt}$  (а) и оптимального давления аргона  $p_{opt}$  (б) от  $\tau$  при  $L = 60$  см.

мальных радиуса волновода и давления аргона свидетельствует, по-видимому, о том, что основным ограничивающим фактором при скомпенсированной фазовой расстройке в случае малого радиуса волновода является затухание импульсов.

### 5. Оценка эффективности нелинейного преобразования

Оценим эффективность ГТГ в ПВ, заполненном аргоном, в условиях фазового согласования для оптимальных параметров волновода и газа. Для этого воспользуемся оценкой нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка на один атом аргона, приведенной в [17]:  $\chi^{(3)}(\omega_h; \omega_p, \omega_p, \omega_p) \approx 124 \cdot 10^{-39}$  ед. СГСЭ. Предполагая, что фазовая расстройка для моды  $EH_{11}$  основного излучения и моды  $EH_{13}$  третьей гармоники полностью скомпенсирована ( $\Delta k^{(31)} = K_h^{(3)} - 3K_p^{(1)} = 0$ ), давление газа  $p = 98$  Тор, внутренний диаметр ПВ составляет 150 мкм (что соответствует оптимальным параметрам для импульса накачки длительностью  $\tau = 35$  фс), получаем (см. формулу (14)) следующую оценку нелинейного коэффициента:  $\beta^{(31)} \approx 1.2 \cdot 10^{-14}$  см<sup>-4</sup>.

Выражение для энергии импульса ТГ на выходе из ПВ в условиях фазового согласования имеет вид

$$W_h = \frac{c}{8\pi} \int d\eta_h^{(3)} |B^{(3)}(\eta_h^{(3)})|^2 \int d\varphi \int \rho d\rho |f_h^{(3)}(\rho)|^2. \quad (18)$$

Полагая, что энергия основного излучения, вводимого в волновод, равна 0.8 мДж, длина волновода  $L = 60$  см, и рассчитывая поперечное распределение и амплитуду поля ТГ с учетом формул (5) и (15) (при  $\Delta k^{(31)} = 0$ ), получаем следующую оценку энергии импульса ТГ:  $W_h \approx 23$  мкДж. Эта энергия соответствует эффективности преобразования энергии накачки в энергию ТГ  $\sim 3\%$ , что более чем на порядок превышает эффективность, достигнутую в экспериментах [2].

Приведенные выше оценки указывают на возможность увеличения эффективности ГТГ по сравнению с до-

стигнутыми экспериментальными результатами. Однако это требует детальной проверки на основе анализа генерации оптических гармоник вне рамок приближения медленно меняющихся амплитуд с учетом сопутствующих нелинейных эффектов, включая эффекты межмодового обмена. По-видимому, такой анализ может быть выполнен лишь с использованием методов численного моделирования. Вместе с тем полученная оценка эффективности ГТГ указывает на то, что истощением накачки можно пренебречь даже в оптимальных условиях, отвечающих максимальным эффективностям преобразования частоты. Действительно, максимальная эффективность преобразования энергии в наших расчетах составляет примерно 3 %, что соответствует уменьшению амплитуды поля накачки примерно на 1.5 %.

### Заключение

Анализ полученного решения уравнения для медленно меняющейся амплитуды импульса ТГ в наполненном газом ПВ показывает, что затухание и групповое запаздывание импульсов накачки и ТГ могут являться важными факторами, оказывающими существенное влияние на эффективность преобразования частоты при ГТГ в ПВ. Необходимым условием эффективной ГТГ является условие компенсации фазовой расстройки путем выбора сред с благоприятными свойствами дисперсии показателя преломления и определенных волноводных мод. В отличие от приближения плоских волн, полученное в нашей работе уравнение позволяет учесть влияние волновода через константы распространения, групповые скорости, коэффициенты затухания, а также нелинейный коэффициент, записанный с учетом поперечных распределений полей накачки и ТГ для соответствующих мод волновода. Показано, что существуют оптимальные условия ГТГ в ПВ с потерями для импульсов накачки различной

длительности и разных инертных газов. Оценка эффективности ГТГ в ПВ с потерями, заполненном аргоном, приводит к значению примерно 3 % при длине волновода, равной 60 см.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента РФ, гранта РФФИ № 00-02-17567, а также гранта INTAS № 97-0369.

1. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. et al. *Optics Letts*, **22**, 522 (1997).
2. Durfee III C.G., Backus S., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Optics Letts*, **22**, 1565 (1997).
3. Koroteev N.I., Zheltikov A.M. *Appl.Phys.B*, **67**, 53 (1998).
4. Жёлтиков А.М., Коротеев Н.И., Наумов А.Н. *ЖЭТФ*, **113**, 1561 (1999).
5. Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z., Herne C., Backus S., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Science*, **5368**, 1412 (1998).
6. Tamaki Y., Midorikawa K., Obara M. *Appl.Phys.B*, **67**, 59 (1998).
7. Constant E., Garzella D., Breger P., Mevel E., Dorrer Ch., Le Blanc C., Salin F., Agostini P. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 1668 (1999).
8. Durfee III C.G., Backus S., Kapteyn H.C., Murnane M.M. *Optics Letts*, **24**, 697 (1999).
9. Li X.F., L'Huillier A., Ferray M., Lompre L.A., Mainfray G. *Phys.Rev.A*, **39**, 5751 (1989).
10. Balcou Ph., Gomes A.S.L., Coruaggia C., Lompre L.A., L'Huillier A. *J.Phys.B*, **25**, 4467 (1992).
11. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon III C.L. *Phys.Rev.Letts*, **70**, 766 (1993).
12. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell Syst.Tech.J.*, **43**, 1783 (1964).
13. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов* (М., Мир, 1984).
14. Miles R.B., Laufer G., Bjorklund G.C. *Appl.Phys.Letts*, **30**, 417 (1977).
15. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М., Наука, 1989, гл. 26, с. 474).
16. Roth W.A., Scheel K. (Eds.) *Landolt Börnshtein physikalisch-chemische tabellen* (Berlin, Verlag von Julius Springer, Bd.II, 1931; Bd.III, 1935).
17. Райнтжес Дж. *Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах* (М., Наука, 1989).