

Генерация третьей гармоники фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона, остро сфокусированного в объем прозрачного диэлектрика, в режиме формирования плазмы

П. М. Михеев^a, Ф. В. Потёмкин^b

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.

E-mail: ^a mikheev@automationlabs.ru, ^b potemkin@automationlabs.ru

Статья поступила 06.09.2010, подписана в печать 01.11.2010

Построена численная модель процесса генерации третьей гармоники фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1.24 мкм, остро сфокусированного в объем плавленного кварца, в режиме экстремальной для твердых тел световой интенсивности $3 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Обнаружено ограничение эффективности генерации третьей гармоники (ГТГ) в режиме формирования плазмы до значений 0.1%, что определяется двумя конкурирующими процессами: уменьшением эффективности ГТГ за счет увеличения значения волновой расстройки и увеличением эффективности ГТГ за счет роста асимметрии процесса фокусировки. Показано, что в изотропной среде методика определения порога формирования плазмы по сигналу третьей гармоники является более чувствительным методом по сравнению со стандартной схемой регистрации нелинейного пропускания.

Ключевые слова: генерация третьей гармоники в режиме острой фокусировки, лазерно-индуцированная фемтосекундная плазма.

УДК: 535:621.373.826:539. PACS: 52.38.-г, 52.25.Jm.

Введение

Процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) лазерного излучения умеренной интенсивности ($I < 10^{12}$ Вт/см²) при острой фокусировке в объем прозрачной конденсированной среды теоретически и экспериментально исследовался в ряде работ [1–10]. Увеличение интенсивности лазерного излучения свыше порога оптического пробоя для прозрачных диэлектриков (10^{13} Вт/см²) приводит к возникновению плазмы в микрообъеме мишени [11–13]. Наличие плазмы приводит к локальным изменениям показателя преломления среды за счет свободных электронов плазмы, приводящим к изменению волновой расстройки процесса ГТГ, а также к модификации величины нелинейности третьего порядка вещества [12]. В настоящее время остается не до конца ясно, какие процессы будут оказывать наибольшее влияние на процесс генерации третьей гармоники в режиме формирования плазмы и как будут меняться пространственные и временные профили сигнала третьей гармоники.

Цель настоящей работы состоит в создании численной модели для описания процесса генерации третьей гармоники при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в объем прозрачного диэлектрика в режиме формирования плазмы. В проводимых численных исследованиях мы будем опираться на ряд полученных экспериментальных данных [11, 12]. В качестве объекта исследования выбран образец плавленного кварца по причине его наибольшей изученности с экспериментальной и теоретической точек зрения [14, 15] и наличия наиболее полной базы табличных данных.

1. Расчет параметров плазменного канала

Рассмотрим процесс острой фокусировки высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса с дли-

тельностью $\tau = 140$ фс с длиной волны $\lambda = 1.24$ мкм (излучение лазера на Sr:forsterite) в объем плавленного кварца. Если интенсивность воздействующего фемтосекундного лазерного излучения в фокальной плоскости внутри плавленного кварца превышает $5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² [13], то в области перетяжки лазерного пучка индуцируются процессы многофотонной и туннельной ионизации, приводящие к генерации электронов в зоне проводимости с концентрацией до 5×10^{19} см⁻³, а также происходит нагрев электронной компоненты плазмы до средней энергии ~ 4 эВ с последующим развитием электронной лавины [13]. По прошествии импульса воздействующего фемтосекундного лазерного излучения концентрация электронов плазмы начинает убывать, плазма рекомбинирует, причем в кварце преобладает процесс захвата свободных электронов в ловушки с характерным временем $\tau \cong 150$ –200 фс [16, 17]. На пикосекундном масштабе времен происходит передача энергии от электронной подсистемы в ионный остов и последующее формирование микромодификации.

Для интерпретации экспериментальных данных [11, 12], расчета профилей интенсивности, концентрации, температуры электронов в области плазмообразования в объеме плавленного кварца была создана численная модель, работающая на масштабе длительности лазерного импульса, учитывающая многофотонную и туннельную ионизацию в соответствии с моделью Келдыша, нагрев электронной компоненты в поле лазерной волны, ударную ионизацию и рекомбинацию [18]. Необходимо отметить, что в рамках этой модели ввиду малости для рассматриваемых параметров не учитываются следующие эффекты: фазовая самомодуляция излучения и дисперсионное расплывание лазерного импульса.

Для упрощения расчетной схемы используется модель острой фокусировки лазерного пучка с гауссовским профилем интенсивности. Самофокусировка и дефокусировка лазерного излучения за счет генерации свободных электронов в веществе не учитывается, поскольку экспериментально измеренная зависимость диаметра пучка от расстояния относительно центра перетяжки излучения ($NA = 0.4$, $\lambda = 1.24$ мкм, $E_{in} = 0.1-5$ мкДж, $\tau = 140$ фс) совпадает с фокусировкой гауссовского пучка по интенсивности [13].

Запишем систему уравнений для численного решения, включающую в себя скоростное уравнение для концентрации электронов и уравнение баланса энергий в элементарной пространственной ячейке в объеме плавного кварца:

$$\begin{cases} \frac{dn_e(t)}{dt} = P_i(I) + \omega_{av}(I)n_e(t) - \frac{n_e(t)}{\tau}, \\ E_{out} = E_{in} - E_{ion} - E_{th}, \end{cases} \quad (1)$$

где $P_i(I)$ — объемная скорость ионизации в модели Келдыша [19], $\omega_{av}(I) = 2 \left(\frac{\varepsilon_{osc}(I)}{\Delta} \right) \omega^2 \frac{\nu_{eff}}{\omega^2 + \nu_{eff}^2}$ — скорость ударной ионизации [20], где $\varepsilon_{osc}(I)$ — осцилляторная энергия электрона в поле лазерной волны, зависящая от интенсивности этой волны; Δ — ширина запрещенной зоны диэлектрика, для плавного кварца $\Delta \cong 9$ эВ; ω — частота осцилляций поля лазерной волны; ν_{eff} — эффективная частота столкновений, для плавного кварца частота электрон-фононных столкновений $\nu_{e-ph} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц $\gg \nu_{e-i}$ больше частоты электрон-ионных столкновений, и поэтому $\nu_{eff} = \nu_{e-ph} = 6 \cdot 10^{14}$ Гц [15, 21], $\tau = 150-200$ фс для плавного кварца время захвата электронов в ловушки [16, 17]; E_{out} — прошедшая через ячейку энергия лазерного излучения; E_{in} — энергия лазерного излучения, поступающая в ячейку; $E_{ion} = N_{ph}(I)\hbar\omega P(I)$ — поглощенная часть энергии, которая уходит на ионизацию вещества плавного кварца в ячейке, $N_{ph}(I) = \left[\frac{\Delta_{eff}(I)}{\hbar\omega} \right] + 1$ — фотонность процесса ионизации [22], $\Delta_{eff}(I)$ — эффективная ширина запрещенной зоны; $E_{th} = (E_{in} - E_{ion})(1 - \exp(-\delta dz))$ — поглощенная часть энергии, которая идет на нагрев электронной компоненты плазмы, сформировавшейся в элементарной ячейке объема плавного кварца, dz — линейный размер ячейки в которой происходит поглощение падающей в объем плавного кварца энергии излучения, $\mu = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$ — коэффициент экстинкции, δ — мнимая часть показателя преломления плавного кварца, определяемая из модели Друде [23]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_{eff})}. \quad (2)$$

Для моделирования все пространство разбивалось, как показано на рис. 1 сплошными линиями, на равномерные шаги по длине распространения $dz = L/N_z$, по времени $dt = dz \cdot n(\lambda)/c$ и на неравномерные, зависящие от z шаги по радиусу пучка $dr = dr_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2z}{L_0} \right)^2}$, где $dr_0 = 2.2r_0/N_r$, r_0 — радиус перетяжки, $L_0 \cong 60$ мкм — длина перетяжки лазерного пучка, N_z — количество шагов по z , N_r — количество шагов по r , $N_t = 10\tau/dt$ — количество шагов по времени, длина

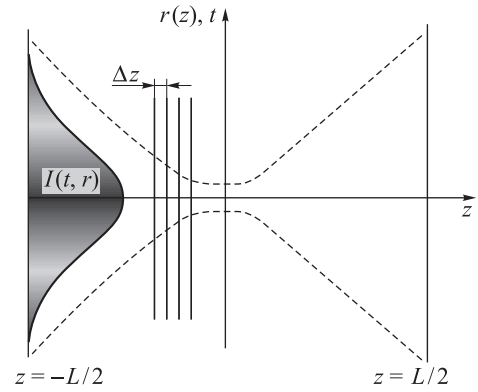


Рис. 1. Схематическое изображение пространственной формы фокусировки импульса с гауссовским профилем интенсивности, которая принималась нами неизменной для всех энергий импульсов

взаимодействия $L = 4L_0$. Расчеты проводились для $N_z = 480$, $N_r = 60$, $N_t = 297$.

Для каждого шага по z рассчитывается распределение в плоскости r и t всех интересующих нас параметров: интенсивности лазерного излучения, концентрации электронов плазмы, энергии, идущей на ионизацию и нагрев электронов, их температуры, показателей преломления среды. Интегрирование по всей выходной плоскости $z = L/2$ дает полную энергию прошедшего через объем плавного кварца лазерного импульса. Соответственно разность между энергией, поступившей на вход (точка $-L/2$), и энергией на выходе (точка $L/2$) дает поглощение среды.

Расчеты были проведены для входной энергии основного излучения $E_{in} = 1$ мкДж с длиной волны 1.24 мкм и длительностью импульса 140 фс.

По мере приближения к фокусу (с увеличением z) растет пиковое значение интенсивности лазерного излучения. При значениях интенсивности $I \cong 10^{13}$ Вт/см² нелинейный процесс многофотонной и туннельной ионизации становится эффективным и происходит «уплощение» пространственного профиля интенсивности [22]. Кроме того, с ростом энергии падающего лазерного излучения выше значения ~ 1 мкДж пиковая интенсивность лазерного излучения в среде и пиковая концентрация электронов плазмы на оси пучка насыщаются (рис. 2, $I_{sat} = 3.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², $n_e^{sat} = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³), что согласуется с хорошо известными представлениями об ограничении интенсивности за счет нелинейного характера ионизации [12–15].

В микрообъеме плавного кварца после облучения высокоинтенсивным фемтосекундным излучением Cr:forsterite лазера возникает распределение электронной плотности и средней температуры электронов (рис. 3). В области с характерными размерами 60×5 мкм вблизи перетяжки ($z = 0$) концентрация электронов составляет $n_e \cong 10^{19}$ см⁻³, а их средняя энергия $T_e \cong 4$ эВ. Также на основании рис. 3 можно оценить поперечные и продольные размеры в результате образующейся микромодификации в объеме плавного кварца $l_{lin} \sim L_0 \cong 60$ мкм; $l_{tr} \sim 5$ мкм, что совпадает с экспериментально измеренными значениями [11].

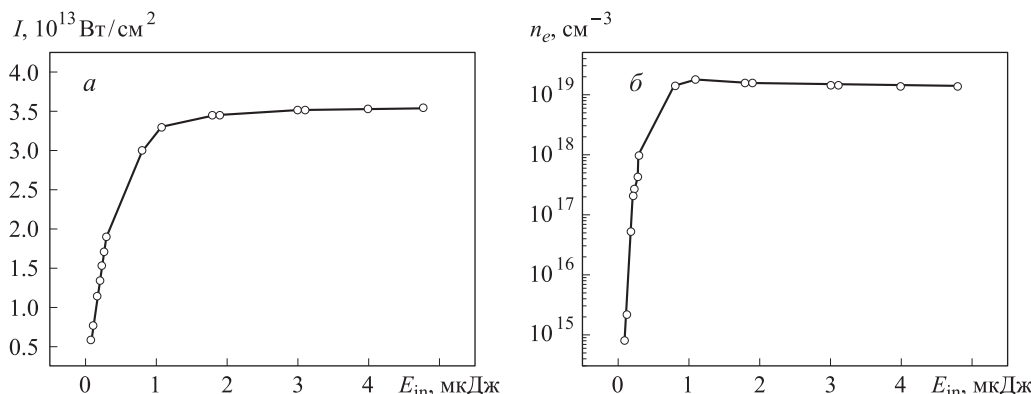


Рис. 2. Зависимость от энергии лазерного излучения E_{in} : а — пиковый интенсивности лазерного излучения I и б — пиковый электронной плотности n_e на оси пучка в центре перетяжки

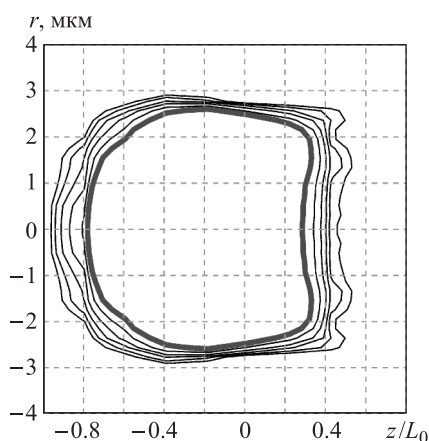


Рис. 3. Пространственное распределение пикового значения концентрации электронов $n_e^{max}(r, z)$. Жирная линия ограничивает область высокой концентрации электронов от $n_e \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$

Несмотря на относительную упрощенность используемой нами модели, она дает адекватные результаты как с точки зрения оценки параметров лазерного излучения, так и с точки зрения оценки параметров формируемой плазмы [11–13, 15, 24], что позволяет ее использовать для расчета эффективности ГТГ в режиме формирования плазмы.

2. Модель генерации третьей гармоники при острой фокусировке в режиме формирования плазмы

На основании теории генерации гармоник в сфокусированных пучках [4], эффективность несинхронной ($\Delta k \neq 0$) генерации третьей гармоники (ГТГ) при фокусировке в центр изотропной среды рассчитывается как

$$\eta(\Delta k, b, L) \sim \frac{[\chi^{(3)}]^2 d_0^2 E^2}{b \cdot n_{3\omega}} |H(\Delta k, b, L)|^2, \tag{3}$$

$$H(\Delta k, b, L) = \int_{-L/b}^{L/b} \frac{1}{(1 - 2il/b)^2} \exp(i\Delta k l) dl,$$

где E — энергия лазерного излучения; d_0 — диаметр перетяжки, $b \sim \lambda/\text{NA}$ — конфокальный параметр, $\Delta k = k_{3\omega} - 3k_\omega$ — волновая расстройка, L — длина

нелинейной среды, $\chi^{(3)}$ — нелинейная восприимчивость третьего порядка среды. Необходимо отметить, что мы рассматриваем процесс несинхронной генерации третьей гармоники, поэтому $\Delta k \neq 0$. Для невозмущенного плавленого кварца $\Delta k = 3400 \text{ см}^{-1}$ [11, 12].

Существующая модель не учитывает влияние плазмы на процесс ГТГ в сфокусированных пучках. Эффективность ГТГ при фокусировке в изотропную невозмущенную среду равна нулю по причине симметрии процесса ГТГ, что приводит к деструктивной интерференции сигналов третьей гармоники, генерирующихся до и после фокальной плоскости линзы [4]. Лазерная плазма через возрастание электронной плотности n_e приводит к изменению показателя преломления среды $n(\lambda) = n_0(\lambda) - n_e/2n_{cr}(\lambda)$ ($n_0(\lambda)$ — статическая часть показателя преломления, $n_{cr}(\lambda) = \frac{\pi e^2 m_e}{\lambda^2 \rho^2}$ — критическая плотность плазмы), которое в свою очередь оказывает влияние на значение фазовой расстройки $\Delta k = \Delta k_0 + (8/9)\pi n_e/\lambda_\omega n_{cr}(\lambda_\omega)$, а также приводит к нарушению симметрии процесса ГТГ [12]. Увеличение волновой расстройки за счет формирования плазмы приводит к ограничению эффективности генерации сигнала третьей гармоники. Кроме того, на эффективность ГТГ оказывает влияние истощение энергии лазерной волны за счет ионизации и нагрева электронов плазмы.

Параметры формируемой плазмы (электронная плотность, интенсивность лазерного излучения) рассчитывались с использованием модели, описанной выше. В каждом слое по dz , dr и dt вычислялся квадрат значения, стоящего под интегралом в формуле (2). Значение этого интеграла на следующем слое ($z + dz$) будет состоять из суммы его рассчитанных значений на предыдущем шаге сетки z и на текущем шаге ($z + dz$). Значение энергии E лазерной волны, стоящее в формуле (2), учитывает поглощение энергии лазерного импульса ввиду формирования плазмы. Значение волновой расстройки определяется значением электронной плотности на текущем шаге сетки.

Рассмотрим основные результаты по исследованию процесса ГТГ в режиме формирования плазмы. Наблюдаемые на рис. 4 осцилляции эффективности ГТГ связаны с перекачкой энергии из основной волны в волну третьей гармоники и обратно, происходящей на длине когерентности $L_{coh} = 2\pi/\Delta k \approx 20 \text{ мкм}$ (при $\Delta k = 3400 \text{ см}^{-1}$) [11]. На длине взаимодействия до

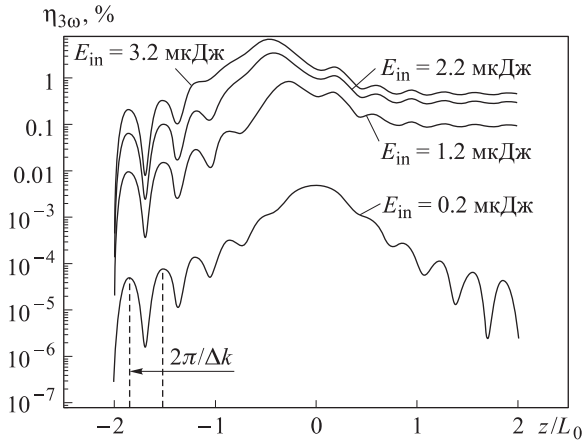


Рис. 4. Зависимости пиковой эффективности генерации третьей гармоники при острой фокусировке в объем плавленного кварца от расстояния относительно фокальной плоскости при различных значениях энергии основного излучения $E_{in} = 0.2-3.2$ мкДж. Расчет проводился по оси распространения лазерного излучения в максимуме интенсивности лазерного излучения на входе в среду. Лазерный импульс движется в направлении $(-\infty, 0)$

$z/L_0 = -1$ профиль сигнала третьей гармоники с увеличением энергии лазерного излучения модифицируется незначительно по причине отсутствия плазмы в этой области. Плазма с высокой электронной плотностью (10^{19} см $^{-3}$) локализована в области, соответствующей перетяжке при энергиях лазерного импульса до значений 0.3 мкДж. При дальнейшем увеличении энергии плазменная область сдвигается в направлении фокусирующей линзы (от нуля в сторону отрицательных значений z). Смещение максимума ГТГ также происходит в направлении фокусирующей линзы, что подтверждается фактом «прорастания» плазменного канала с увеличением энергии [13, 15].

На рис. 5 приведены временные профили сигналов третьей гармоники при различных энергиях лазерного излучения. Видно, что при энергиях лазерного излучения, не превышающих порог формирования плазмы (см. рис. 8), временной профиль импульса не искажается.

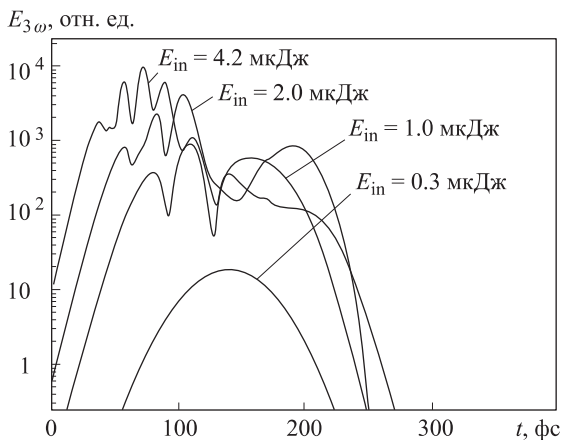


Рис. 5. Временной профиль сигнала третьей гармоники при различных значениях энергии основного излучения $E_{in} = 0.2-2.2$ мкДж ($r = 0, z = 0$ — в центре по радиусу и в центре перетяжки)

При увеличении энергии лазерного импульса временной профиль ГТГ перестает быть симметричным, начинает смещаться к своему переднему фронту и приобретает изрезанную структуру. Отметим, что при энергии лазерного излучения 4.2 мкДж временной профиль сигнала третьей гармоники содержит цуг из трех-четырех импульсов с длительностью ~ 10 фс.

Как следует из расчетов (рис. 6), электронная плотность достигает значений $n_e = 3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, что в свою очередь соответствует увеличению значения волновой расстройки до $\Delta k = 6500$ см $^{-1}$ и существенно ограничивает рост эффективности преобразования.

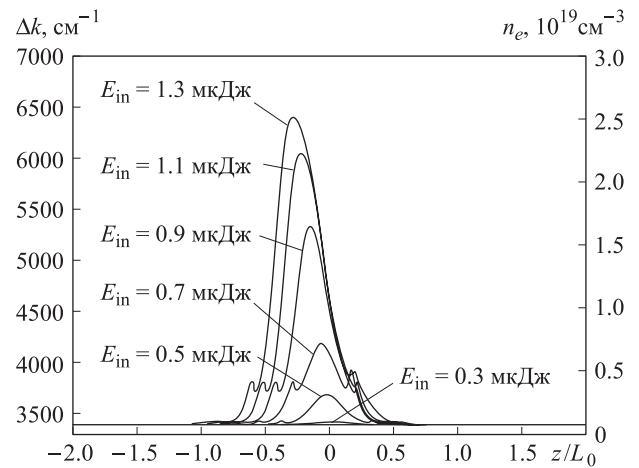


Рис. 6. Зависимость волновой расстройки Δk и электронной плотности n_e от расстояния z относительно фокальной плоскости линзы при различных значениях энергии лазерного излучения $E_{in} = 0.1-1.3$ мкДж в центре импульса по радиусу и по времени

На рис. 7 показано, что максимум сигнала третьей гармоники приходится не на максимум интенсивности лазерного излучения, а находится на заднем фронте импульса, поскольку ГТГ при острой фокусировке зависит от баланса двух процессов: уменьшения эффективности ГТГ за счет увеличения значения волновой расстройки и увеличения эффективности ГТГ за счет роста асимметрии [12].

После рассмотрения характерных особенностей ГТГ при острой фокусировке сравним чувствительность метода определения порога формирования плазмы по поглощению лазерного импульса или по эффективности ГТГ (рис. 8).

Прежде всего стоит отметить, что эффективность ГТГ начиная с энергии лазерного импульса ~ 2 мкДж выходит на насыщение, и это полностью совпадает с экспериментальными результатами различных научных групп [11, 12] и объясняется ограничением интенсивности лазерного излучения в плазменном канале [15].

Из рис. 8 следует, что при увеличении лазерной энергии от 0.2 мкДж до 0.6 мкДж пропускание лазерного излучения падает на 5%, тогда как прирост эффективности третьей гармоники осуществляется на порядок, что свидетельствует о большей чувствительности методики, основанной на ГТГ, по сравнению со стандартной схемой по регистрации поглощения.

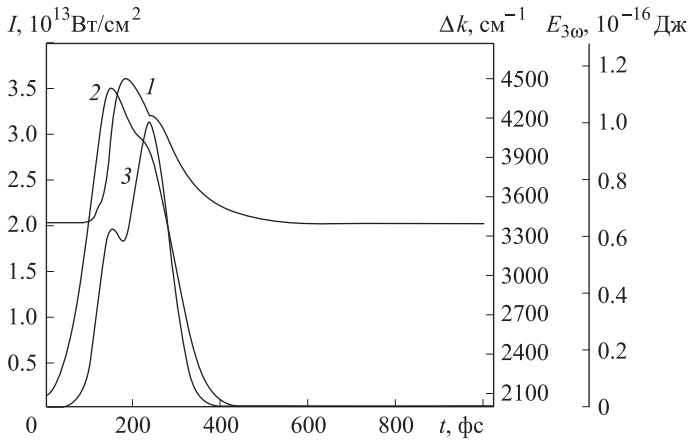


Рис. 7. Временные профили: волновой расстройки (1), интенсивности лазерного излучения (2) и сигнала третьей гармоники (3) при энергии лазерного излучения $E_{in} = 1$ мкДж в центре по радиусу и по перетяжке ($r = 0, z = 0$)

($5 \cdot 10^{-19}$ Дж). Следовательно, сигнал третьей гармоники должен содержать свыше 10^6 квантов, что уже достаточно для регистрации сигнала в одном импульсе с помощью ФЭУ, работающего в токовом режиме. Уверенная регистрация порога формирования плазмы по теоретическим оценкам в плавленом кварце составляет 0.3 мкДж в случае использования нелинейного пропускания и 200 нДж в случае измерения сигнала третьей гармоники. При этом пиковое значение концентрации свободных электронов при энергии лазерного излучения 200 нДж составляет 10^{17} см $^{-3}$, что превышает на порядок среднее значение концентрации примесей в плавленом кварце.

Заключение

Эффективность ГТГ в режиме формирования плазмы определяется двумя конкурирующими процессами: уменьшением эффективности ГТГ за счет увеличения значения волновой расстройки и увеличением эффективности ГТГ за счет роста асимметрии процесса фокусировки. В изотропной среде методика определения порога формирования плазмы по сигналу третьей гармоники является более чувствительным методом по сравнению со стандартной схемой регистрации нелинейного пропускания лазерного излучения, что позволяет производить диагностику на этапе зарождения плазмы при малых энергиях лазерного импульса (200 нДж).

Список литературы

1. Ward J., New G. // Phys. Rev. Lett. 1967. **19**. P. 556.
2. Ward J., New G. // Phys. Rev. 1969. **185**. P. 57.
3. Tsang T.Y. // Phys. Rev. A. 1995. **52**. P. 4116.
4. Boyd R.W. Nonlinear Optics. 2nd ed. Academic Press, 2003.
5. Konorov S.O., Akimov D.A., Ivanov A.A. et al. // J. Raman Spectrosc. 2003. **34**. P. 1018.
6. Müller M., Squier J., Wilson K. et al. // J. Microsc. 1998. **191**. P. 266.
7. Shcheslavskiy V., Petrov G., Yakovlev V. // Appl. Phys. Lett. 2003. **82**. P. 3982.
8. Tasgal R., Band Y. // Phys. Rev. A. 2004. **70**. P. 053810-1.
9. Barille R., Canioni L., Sarger L. et al. // Phys. Rev. E. 2002. **66**. P. 067602-1.
10. Saltiel S.M., Koynov K., Agate B. et al. // JOSA B. 2004. **21**, P. 591.
11. Gordienko V.M., Mikheev P.M., Potemkin F.V. et al. // J. Russ. Laser Res. 2009. **30**. P. 599.
12. Гордиенко В.М., Потемкин Ф.В., Михеев П.М. // Письма в ЖЭТФ. 2009. **90**. С. 286.
13. Гордиенко В.М., Макаром И.А., Михеев П.М. и др. // Квант. электроника. 2005. **35**. С. 627.
14. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. // Квант. электроника. 2009. **39**. С. 1.
15. Чжэн Ц., Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т. // Письма в ЖЭТФ. 2007. **85**. С. 452.
16. Audebert P., Daguzan P., Santos A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. **73**. P. 1990.
17. Sun Q., Jiang H., Liu Y. et al. // Opt. Lett. 2005. **30**. P. 320.
18. Gordienko V.M., Mikheev P.M., Potemkin F.V. // Laser Optics Book of Abstracts. Saint Petersburg, Russia. June 23–28, 2008. P. 41.
19. Keldysh V. // Soviet Physics JETP. 1965. **20**. P. 1307.
20. Gamaly E., Juodkazis S., Nishimura K. et al. // Phys. Rev. B. 2006. **73**. P. 14101-1.

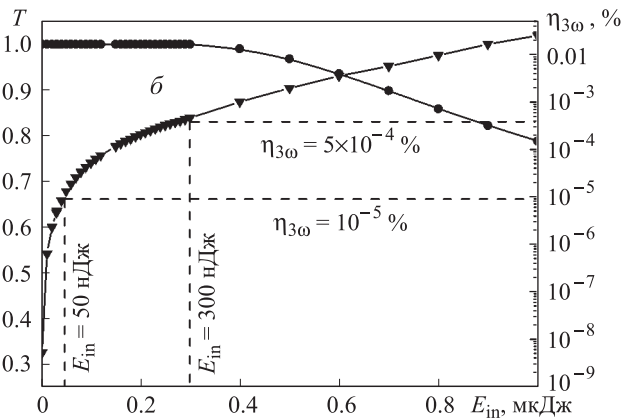
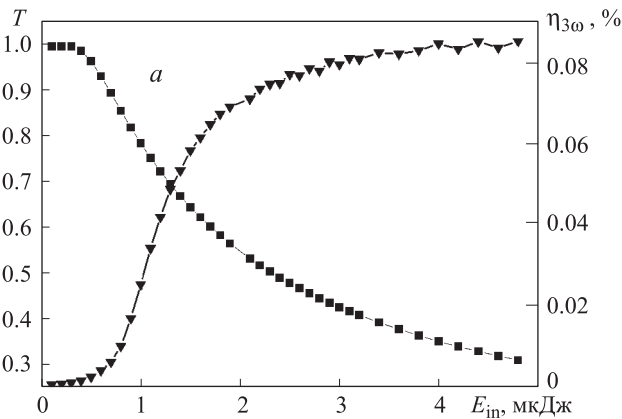


Рис. 8. Зависимость пропускания образца $T = E_{out}/E_{in}$ плавленого кварца и эффективности ГТГ $\eta_{3\omega}$ от энергии лазерного излучения (а); увеличенный фрагмент (б)

Важно отметить, что при энергиях лазерного импульса ниже 0.3 мкДж поглощение энергии лазерного импульса трудно регистрируемо, однако третья гармоника претерпевает сильные изменения (рис. 8, б).

Оценим возможность экспериментальной регистрации сигнала третьей гармоники при энергии лазерного излучения свыше 50 нДж. Энергия одного фотона на длине волны 413 нм составляет около 3 эВ

21. Gamaly E., Rode A., Luther-Davies B. et al. // Phys. Plasmas, 2002. **9**. P. 949.
22. Rayner D., Naumov A., Corkum P. // Opt. Express. 2005. **13**. P. 3208.
23. Jiang L., Tsai H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. **37**. P. 1492.
24. Gordienko V.M., Mikheev P.M., Syrtsov V.S. // JETP Lett. 2005. **82**. P. 228.

Third harmonic generation by femtosecond laser radiation tightly focused in a bulk of transparent dielectrics at plasma formation regime

P. M. Mikheev^a, F. V. Potemkin^b

Department of General Physics and Wave Processes, Faculty of Physics; International Laser Center, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^a mikheev@automationlabs.ru, ^b potemkin@automationlabs.ru.

The process of third harmonic generation by femtosecond laser radiation with a wavelength of 1.24 μm tightly focused in a bulk of fused silica sample at extreme laser intensities of about $3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ was numerically modeled. At plasma formation regime third harmonic generation efficiency limitation was revealed which was caused by two competing mechanisms: THG efficiency increasing due to appearance of inhomogeneity (asymmetry) and THG efficiency decreasing due to rise of phase mismatch between the main radiation and third harmonic signal. We showed that in isotropic medium the diagnostic technique of plasma formation stage using third harmonic signal is more sensitive in comparison with ordinary scheme based on laser absorption registration.

Keywords: third harmonic generation, tight focusing, laser-induced femtosecond plasma.

PACS: 52.38.-r, 52.25.Jm.

Received 6 September 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2011).

Сведения об авторах

1. Михеев Павел Михайлович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-30-89, e-mail: mikheev@automationlabs.ru.
2. Потемкин Федор Викторович — аспирант; тел.: (495) 939-53-18, e-mail: potemkin@automationlabs.ru.