

01;07

## **О возможности высокоинтенсивной и высокоэффективной генерации второй гармоники фемтосекундных импульсов**

© Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

*В окончательной редакции 29 января 2001 г.*

Продемонстрирована возможность высокоэффективной генерации второй гармоники фемтосекундных импульсов в условиях самовоздействия волн при их распространении в оптических волокнах.

Генерация второй гармоники (ГВГ) фемтосекундных импульсов представляет собой фундаментальную проблему нелинейной оптики [1]. Как известно, до настоящего времени не удалось достигнуть высокой эффективности этого процесса. Более того, с уменьшением длительности светового импульса до нескольких пикосекунд время достижения 90% коэффициента преобразования существенно увеличивается [1], отклоняясь от линейного закона, справедливого для импульсов с длительностью, превышающей пикосекунды. Очевидно, что данное обстоятельство связано с влиянием кубичной нелинейности (самовоздействием волн), проявляющейся именно в фемтосекундном диапазоне [2–4]. Как показали компьютерное моделирование [5] и последующий анализ волн взаимодействия на основе приближения длинных импульсов [6,7], эффективность ГВГ фемтосекундных импульсов определяется отношением безразмерных параметров, характеризующих квадратичные и кубичные нелинейности и интенсивность входной волны. Важно подчеркнуть, что в [7] показана возможность реализации двух устойчивых режимов генерации, различающихся ее эффективностью при наличии фазовой расстройки взаимодействующих волн. Заметим, что для начальных условий, соответствующих физическим экспериментам, именно низкоэффективный (менее 20%) режим генерации, как правило, имеет место. В настоящей работе продемонстрирована возможность реализации высокоэффективного режима генерации [8].

Система безразмерных уравнений, описывающая процесс ГВГ фемтосекундным импульсом с учетом его самовоздействия и в предположении, что дифракционная длина значительно превосходит длину нелинейной среды, или при распространении волн в оптических волокнах, имеет следующий вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^* A_2 e^{-i\Delta k z} + i\alpha_1 A_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) &= 0, \quad 0 < z \leq L_z, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \nu \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^2 e^{i\Delta k z} + i\alpha_2 A_2 (2|A_1|^2 + |A_2|^2) &= 0, \\ \alpha_2 &= 2\alpha_1 = 2\alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

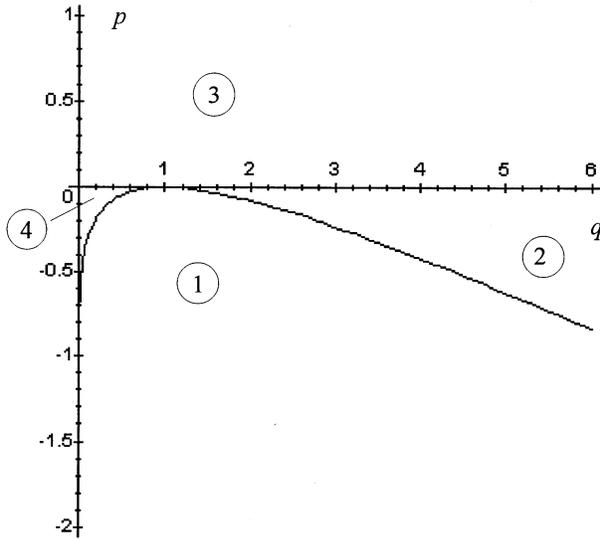
Здесь  $\eta$  — безразмерное время в сопровождающей импульс основной волны системе координат;  $z$  — нормированная продольная координата;  $D_j \sim -0.5 \frac{\partial^2 \bar{k}_j}{\partial \bar{\omega}_j^2}$  — коэффициенты, характеризующие дисперсию второго порядка;  $\bar{k}_j, \bar{\omega}_j$  — соответственно размерное волновое число и частота  $j$  волны;  $\gamma$  — коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн;  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  — безразмерная расстройка их волновых чисел;  $\alpha_j$  — коэффициент самовоздействия волн;  $A_j$  — комплексные амплитуды гармоник ( $j = 1, 2$ ), нормированные на максимальную амплитуду первой гармоники в начальном сечении среды ( $z = 0$ ). Параметр  $\nu$  пропорционален разности обратных величин групповых скоростей волн второй гармоники и основной частоты;  $L_z$  — длина нелинейной среды.

На входе в среду задается начальное распределение импульса основной частоты в виде гауссова или гипергауссова импульса:

$$\begin{aligned} A_1(z = 0, \eta) &= A_1^0(\eta) = \exp(-(\eta/\tau)^m/2), \\ m &= 2, 4, \dots, \quad 0 \leq \eta \leq L_t, \end{aligned} \quad (2)$$

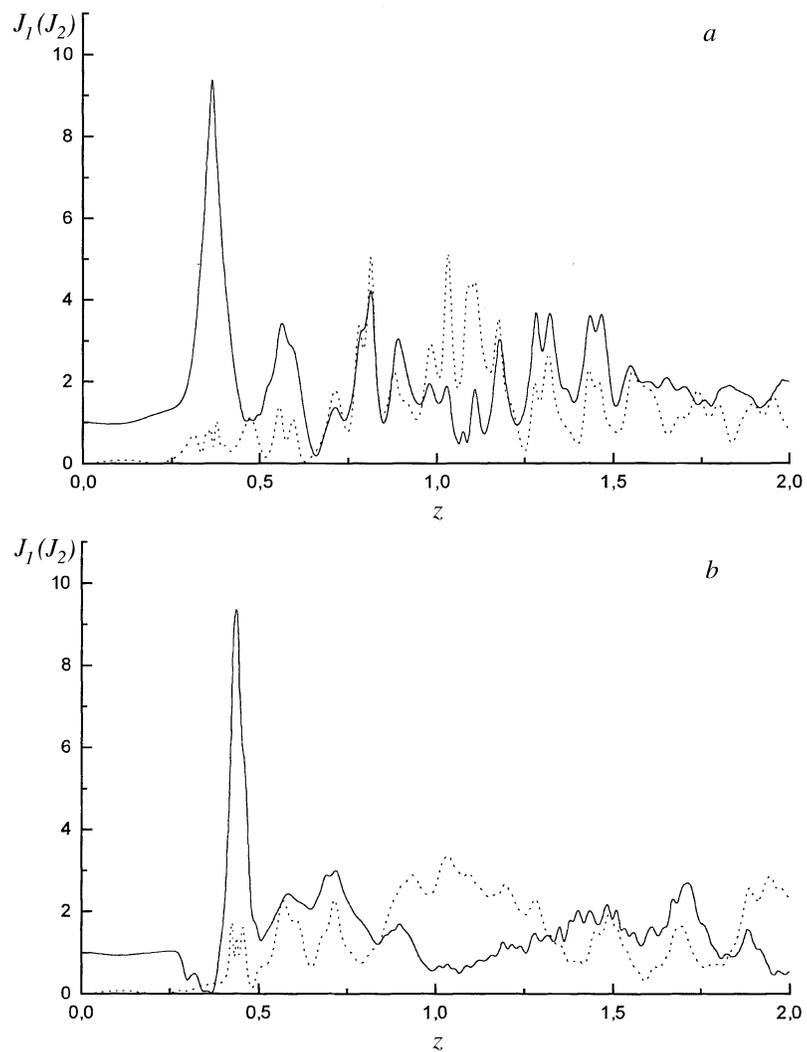
$L_t$  — безразмерное время, в течение которого анализируется рассматриваемый процесс. Амплитуда волны второй гармоники в этом сечении равна нулю:  $A_2(z = 0, \eta) = 0$ .

Процесс ГВГ в условиях самовоздействия волн обладает рядом инвариантов. Используя их, можно проинтегрировать систему уравнений (1) в приближении длинных импульсов [7]. Области параметров на плоскости ( $q = \gamma^2/\alpha^2, p = \Delta k/2\alpha$ ) с качественно различающимися режимами генерации представлены на рис. 1. Заметим, что параметр  $q$



**Рис. 1.** Области существования качественно различающихся режимов ГВГ на плоскости параметров ( $g = \gamma^2/\alpha^2$ ,  $p = \Delta k/2\alpha$ ). Единственный режим генерации имеет место в областях 1–3. В областях 2 и 3 режимы генерации подобны друг другу. Однако эти области разделены прямой фазового синхронизма. Закономерности достижения минимального значения интенсивности импульса основной волны в области 1 и областях 2, 3 различны. В области 4 имеет место бистабильная зависимость генерации: реализуются два устойчивых ее состояния.

характеризует преобладание квадратичной либо кубической нелинейности в процессе генерации. Параметр  $p$  характеризует преобладание сдвига фаз взаимодействующих волн: вносит ли самовоздействие волн или отсутствие фазового синхронизма основной вклад в рассогласование фаз импульсов ВГ и основной гармоники. Подчеркнем, что в области 4, наиболее соответствующей физическим экспериментам с фемтосекундными импульсами, имеет место бистабильная зависимость эффективности генерации от длины среды. Исходя из этого выберем параметры генерации следующими:  $\alpha = 16$ ,  $\gamma = 4$ ,  $\Delta k = -2$ ,  $D_1 = D_2 = 0.1$  и нулевое значение параметра  $\nu$  (групповой синхронизм). Длительность начального импульса  $\tau$  положим равным 1.

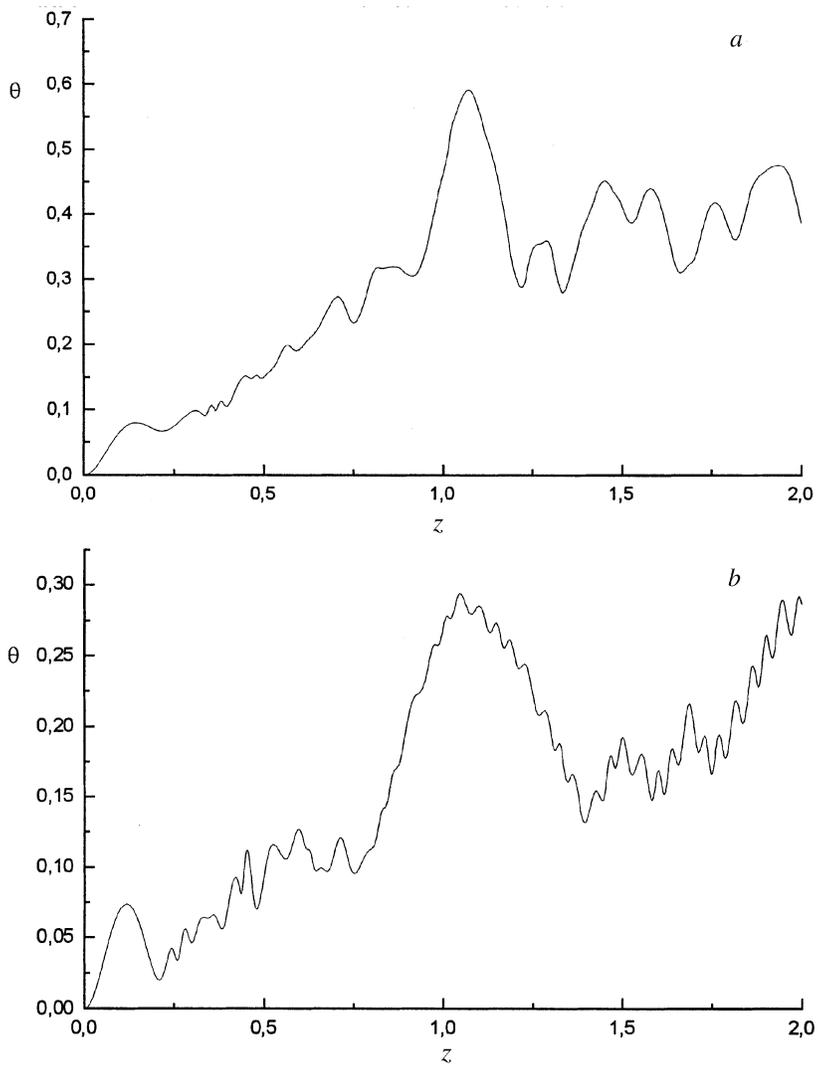


**Рис. 2.** Эволюция интенсивности основной волны  $J_1$  (сплошная линия) и волны второй гармоники (пунктирная линия)  $J_2$  в центре гауссова ( $a$ ) и гипергауссова ( $b$ ) импульса.

В качестве примера полученных результатов на основе системы уравнений (1) на рис. 2 приведено распределение интенсивности основной волны  $J_1(z, 0) = |A_1(z, 0)|^2$  (сплошная линия) и волны ВГ (пунктирная линия)  $J_2(z, 0) = |A_2(z, 0)|^2$  в центре импульса. Резкий рост интенсивности основной волны (первый пик) вследствие ее самофокусировки приводит к синхронному росту интенсивности волны ВГ. По мере распространения волн в среде имеет место синхронный рост интенсивностей в центре обеих гармоник как для гауссовых ( $m = 2$ , рис. 2, *a*), так и для гипергауссовых ( $m = 6$ , рис. 2, *b*) импульсов, вплоть до некоторого сечения среды, определяемого начальной формой импульса основной частоты. Затем происходит изменение интенсивностей в противофазе. После этого снова наступает режим синхронного их изменения.

На наш взгляд, такая эволюция интенсивностей объясняется самофокусировкой центральной части импульса либо основной волны, либо ВГ. В этом случае резкое увеличение интенсивности какой-либо из волн приводит к генерации другой волны. В результате через некоторое расстояние среды интенсивность более сильной волны становится недостаточной для ее дальнейшей самофокусировки в окрестности центра импульса, и ее значение уменьшается из-за дисперсии импульса. Заметим, что дисперсионное расплывание центральной части импульса резко возрастает из-за того, что происходит компрессия только этой части импульса, а не всего импульса в целом. Уменьшение интенсивности приводит к снижению генерации, а дисперсия волн одновременно уменьшает их интенсивность.

На рис. 2, *b* имеется еще одна интересная особенность, связанная с обращением практически в нуль значения интенсивности в центре импульса основной волны. Это связано с эффективной ГВГ в этой части импульса, так как в пределах данной трассы распространения самовоздействие волн несущественно из-за начальной формы импульса основной волны, близкой к однородной. В результате этого из-за присутствия фазовой расстройки в окрестности сечения  $z = 0.25$  реализуются условия для эффективной ГВГ вблизи центра импульса. Так как его форма в этом сечении приобретает "провал" интенсивности в центре (фактически имеют место два субимпульса основной волны), то в дальнейшем в этой части импульса происходит рост его интенсивности (как известно, трубчатые импульсы преобразуются в гауссовы), который оказывается достаточным для начала компрессии этой части импульса. В результате происходит резкий рост пиковой интенсивности (первый пик рис. 2, *b*).



**Рис. 3.** Эволюция эффективности генерации волны второй гармоники для гауссова (*a*) и гипергауссова (*b*) импульса.

Для подтверждения того, что основной причиной приведенных зависимостей является самовоздействие волн, рассмотрим эволюции эффективности ГВГ для гауссова и гипергауссова импульса. Очевидно, из-за более однородной формы гипергауссова импульса эффекты самофокусировки будут проявляться менее сильно. В качестве примера на рис. 3 приведена зависимость эффективности ГВГ  $\theta$  от продольной координаты:

$$\theta(z) = \int_0^{L_r} J_2(z, \eta) d\eta / \int_0^{L_r} J_1(0, \eta) d\eta,$$

$$J_1(0, \eta) = |A_1^0(\eta)|^2, \quad J_2(z, \eta) = |A_2(z, \eta)|^2.$$

Как следует из сравнения рисунков, для гипергауссова импульса эффективность преобразования энергии во ВГ в среднем в два раза ниже. Так как все остальные условия одинаковы, то причина такой эволюции заключается в уменьшении влияния самовоздействия.

Эффективность генерации в целом увеличивается с ростом трассы. Однако она испытывает на фоне роста осцилляции из-за периодического сбоя оптимального соотношения фаз взаимодействующих волн вследствие дисперсии и самовоздействия. При этом из-за самовоздействия и одновременного (по  $z$ ) роста интенсивности обеих волн на короткой трассе происходит набег фазы каждой волны. Но для волны ВГ он в два раза больше (из-за различия в безразмерных коэффициентах). Следовательно, через определенное расстояние соотношение фаз вновь изменится и начнется процесс эффективной генерации. Далее этот процесс многократно повторится. Причем для разных частей импульса соотношение фаз изменяется в различных сечениях среды. Важно подчеркнуть, что при этом происходит переключение с низкоэффективной ветви генерации на ее высокоэффективную ветвь. Именно с этим связан общий рост эффективности преобразования.

В данной работе не затрагивается вопрос о модуляционной неустойчивости световых волн. Возможно, она частично изменит изложенные закономерности. На наш взгляд, ее действие приведет к удлинению трассы, на которой достигается высокоэффективная генерация, а также к искажению формы импульсов. Более точное утверждение требует дополнительного анализа, представляющего самостоятельный интерес.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-01-01233) и Программы "Университеты России — Фундаментальные исследования" (код проекта 992409).

## Список литературы

- [1] *Steinmeyer G., Sutter P.H., Gallmann L., Matuschek N., Keller U.* // Science. 1999. V. 286. P. 1507–1510.
- [2] *Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С.* // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 10. С. 2026–2030.
- [3] *Ho P.P., Wang Q.Z., Alfano R.R.* // Optics Letters. 1991. V. 16. P. 970–972.
- [4] *Ditmire T., Rubenchik A.M., Eimerl., Perry M.D.* // JOSA B. 1996. V. 13. P. 649–652.
- [5] *Krikunov S.A., Magnitskii S.A., Trofimov V.A.* // Abstract on ECLIM'98. Italy, Formia, 1998. Th/P/9.
- [6] *Иванова И.С., Магницкий С.А., Трофимов В.А.* // Вестник моск-го ун-та. Сер. Вычислит. матем. и киберн. 2000. № 1. С. 21–25.
- [7] *Лысак Т.М., Трофимов В.А.* Бистабильность и единственность решений задачи генерации второй гармоники фемтосекундными импульсами // ЖВМиМФ. 2001. (Принята к печати).
- [8] *Trofimov V.A., Lysak T.M.* // Technical Programm of International Conference "Laser Optics'2000". S.-Petersburg, 2000. P. 40.