Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 9, стр. 369 – 371 *10 ноября 1984 г.*

О ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В ОТСУТСТВИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СИНХРОНИЗМА

Э.М.Беленов, А.В.Назаркин

Исследуется генерация гармоник при несинхронном взаимодействии волн в нелинейных средах. Показана возможность высокой эффективности преобразования в гармонику при внесении в основную нелинейную среду примесей, резонансно замедляющих ультракороткий импульс накачки.

Хорошо известно [1], что для эффективной генерации гармоник в нелинейных средах необходимо выполнение условия фазового синхронизма, т.е. равенство показателей преломления среды на частоте накачки и генерируемого поля. В кристаллических средах это условие обычно достигается использованием двулучепреломления. Однако, значительное число нелинейных сред двулучепреломления не имеют, или же оно оказывается недостаточно сильным в интересующем диапазоне частот [2]. При отсутствии синхронизма перекачка энергии основной волны с частотой ω в гармонику с частотой $n\omega$ осуществляется на длине синхронизма $L_c = \pi / \Delta k$, где Δk – расстройка волновых векторов, после чего энергия гармоники возвращается обратно в волну накачки.

В настоящей работе обращается внимание на следующее обстоятельство. Пусть рассогласование групповых скоростей импульсов накачки и гармоники таково, что на расстоянии L_c импульс накачки отстает от импульса генерируемой гармоники на длину, бо́льшую его собственного пространственного размера. Тогда обратного преобразования из гармоники в накачку не будет, поскольку оно происходит лишь в присутствии поля накачки.

Для реализации такой возможности групповое запаздывание импульса накачки должно быть значительным, а его длительность достаточно мала. В этих целях предлагается в нелинейную среду внести примеси, резонансные частоте накачки. Если длительность импульса накачки будет меньше времени фазовой релаксации T_2, тогда достаточно мощный импульс, когерентно взаимодействуя с примесями, разобьется на ряд 2π-импульсов, которые будут двигаться в среде в условиях самоиндуцированной прозрачности со скоростью, значительно меньшей скорости света [3].

Для определенности рассмотрим генерацию второй гармоники в нелинейном кристалле, обладающем такого рода примесями.

Поля импульсов накачки и гармоники, распространяющихся вдоль оси z представим в виде

$$e_1(z,t) = \frac{1}{2}(E_1(z,t)\,e^{i(\omega t - k_1 z)} + \text{к. с.}),$$

$$e_2(z,t) = \frac{1}{2}(E_2(z,t)\,e^{i(2\omega t - k_2 z)} + \text{к с.}),$$

где E_1, E_2 – "медленные" комплексные амплитуды, k_1, k_2 – волновые векторы соответствующих полей. Генерация гармоники описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1}\frac{\partial E_1}{\partial t} = -\frac{i\omega\gamma}{cn_1} E_2 E_1^* e^{-i\Delta kz} + i\frac{4\pi\omega N\mu}{cn_1} P,$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2}\frac{\partial E_2}{\partial t} = -\frac{i\omega\gamma}{cn_2} E_1^2 e^{i\Delta kz},$$

$$\frac{dP}{dt} + i(\omega-\omega_{21})P = -\frac{i}{2\hbar}\mu n E_1, \qquad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{i}{\hbar}\mu P^* E_1 + \text{к. с.}$$

Здесь $\Delta k = k_2 - 2k_1 = \dfrac{2\omega}{c}(n_1 - n_2)$, n_1, n_2 – показатели преломления кристалла на частоте накачки и гармоники, v_1, v_2 – групповые скорости импульсов, связанные с линейной дисперсией, $\gamma = 4\pi\chi^{(2)}$ – восприимчивость второго порядка, ответственная за генерацию второй гармоники, P – поляризация резонансного перехода в примеси, n – разность населенностей перехода, μ – дипольный момент, ω_{21} – частота перехода, N – концентрация примесных частиц.

Пусть в кристалле в условиях точного резонанса с переходом в примеси ($\omega = \omega_{21}$) двигается стационарный 2π-импульс длительностью $\tau_0 \ll T_2$. Его огибающая и скорость v_0 определяются выражениями [3]:

$$E_1(z, t) = \frac{2\hbar}{\mu\tau_0}\,\mathrm{sech}\left(\frac{t-(z/v_0)}{\tau_0}\right), \quad \frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_1} = \frac{2\pi\omega N\mu^2\tau_0^2}{cn_1\hbar}. \qquad (2)$$

Нас интересует ситуация, когда длина преобразования импульса в гармонику в отсутствие примесей $L_{нл} = \mu\tau_0 c n_2 / 2\hbar\omega\gamma \gg L_c$, т.е. существенная перекачка в гармонику невозможна. Предположим, что плотность примесей N такова, что скорость 2π-импульса $v_0 \ll v_1$, v_2, вследствие чего его пространственный размер $L_{2\pi} = v_0\tau_0 < L_c$. В приближении заданного поля накачки (2) из второго уравнения системы (1) получаем:

$$E_2(z,\tau) = i\frac{\tau_0\omega\gamma}{bcn_2}\left(\frac{2\hbar}{\mu\tau_0}\right)^2\left\{\mathrm{th}\left(\frac{\tau - zb}{\tau_0}\right) - \mathrm{th}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)\right\}\exp(i\Delta k\tau b^{-1}), \quad (3)$$

где $\tau = t - \dfrac{z}{v_2}$, $b = \dfrac{1}{v_0} - \dfrac{1}{v_2}$. Из формулы (3) следует, что гармоника непрерывно излучается вперед медленно движущимся импульсом накачки. Волновая расстройка Δk не препятствует перекачке энергии в гармонику, а приводит лишь к временной модуляции ее фазы.

Для исследования эволюции импульсов с учетом истощения накачки система уравнений (1) интегрировалась численно. Оказалось, что перекачка энергии импульса во вторую гармонику может быть значительной. Это связано с тем, что в процессе генерации гармоники "площадь" импульса накачки $\theta_0 = \mu\hbar^{-1}\int |E_1|\,dt$ успевает адиабатически отслеживать значение 2π, поэтому потери энергии на резонансное поглощение в примеси оказываются чрезвычайно малыми. Такое поведение импульса, по-видимому, связано с общим свойством устойчивости солитонов [3]. На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты расчетов для значений $L_{нл} = 4{,}5L_{2\pi}$, $L_c = 1{,}5L_{2\pi}$. На длине $z \approx 60L_{2\pi}$ в гармонику перекачивается 70% энергии импульса, тогда как в отсутствие примесей перекачка не превышала бы 5%. Поскольку "площадь" импульса остается примерно равной 2π, а его энергия убывает, то длительность импульса растет и скорость падает (рис. 1). Как показало исследование, высокая эффективность преобразования имеет место и в общем случае $2\pi n$-импульсов накачки.

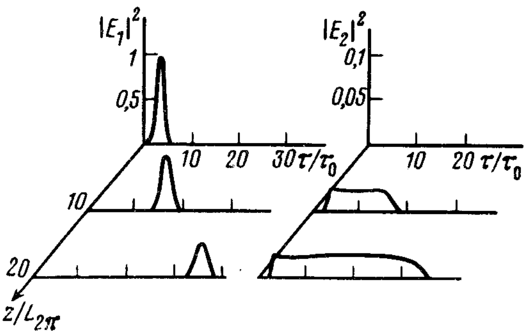

Рис. 1

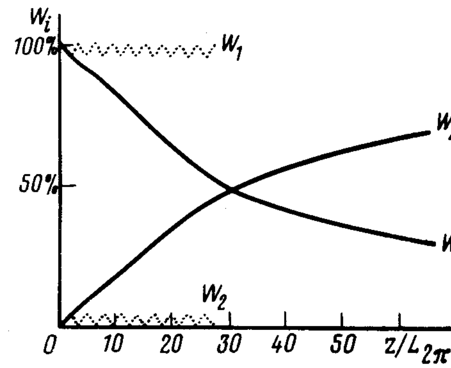

Рис. 2

Рис. 1. Эволюция 2π-импульса накачки $|E_1|^2$ и импульса второй гармоники $|E_2|^2$

Рис.2. Преобразование энергии импульса накачки W_1 в энергию второй гармоники W_2; пунктирная линия – без резонансных примесей, сплошная линия – с резонансными примесями

Приведем оценки для параметров импульса и концентрации примесей. В кристаллических или жидких средах когерентными будут импульсы длительностью $\tau_0 = 10^{-11}$ с. Если $\mu \sim 10^{-18}$ ед. CGSE, то плотность мощности 2π-импульса $q \approx 10^8$ Вт/см^2. При длинах волн накачки $\lambda_1 \sim 1$ мкм типичное для GaAs, $LiNbO_3$ и других нелинейных материалов значение длины синхронизма $L_c \gtrsim 10^{-3}$ см. Из условия $L_{2\pi} < L_c$ получаем, что необходимая концентрация примесей $N \sim 10^{18}$ см$^{-3}$.

По-видимому, наиболее просто реализовать рассмотренный режим преобразования в жидких и газообразных средах, смешивая основную нелинейную среду с резонансным "замедлителем" относительно низкой концентрации, а также в оптических волноводах из нелинейного материала, покрытых тонкими резонансными пленками [4]. Предложенный метод будет эффективным также при генерации высших гармоник и в общем случае параметрического преобразования частоты [1)].

Литература

1. *Ахманов С.А., Хохлов Р.В.* Проблемы нелинейной оптики. ВИНИТИ, 1964.
2. *Цернике Ф., Мидвинтер Дж.* Прикладная нелинейная оптика. М.: Мир, 1976.
3. *Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С.* УФН. 1974, 114, 94.
4. *Лиханский В.В., Рысев Б.П.* Квантовая электроника, 1984, 11, 1066.
5. *Зельдович Б.Я., Кузьмичев С.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 85.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 августа 1984 г.

1) Отметим, что в ряде случаев анализ преобразования частоты в средах с резонансными примесями требует учета дипольного поля примеси в ближней зоне [5], что, однако, качественно не влияет на рассмотренные нами эффекты и отнесено к более подробной публикации.