PACS 42.65.Ky

ГВГ многомодового лазерного излучения с амплитудной и произвольной модуляциями поля в поперечном сечении

С.М.Копылов

Теоретически в приближении заданного поля рассмотрена ГВГ многомодового лазерного излучения. Показано, что при заданном угловом спектре наличие фазовой модуляции в поперечном сечении основной волны значительно снижает эффективность ГВГ по сравнению с эффективностью при амплитудной модуляции.

***Ключевые слова**: генерация второй гармоники, многомодовое лазерное излучение, фазовая модуляция.*

В работе [1] было показано, что наибольшее влияние на эффективность ГВГ оказывают фазовые искажения основной волны в поперечном сечении; амплитудные искажения при этом сказываются значительно слабее. Однако результаты работы [1] основывались на численных расчетах, которые недостаточно наглядны. В настоящей работе приведенное выше утверждение доказывается аналитически с выполнением конкретных численных оценок, правда, в приближении заданного поля основной волны.

Будем использовать следующую модель многомодового основного излучения – бесконечно широкую статистически-однородную волну со случайными искажениями поля в поперечном сечении. При этом в одном случае искажения носят произвольный характер, а в другом являются только амплитудными. В обоих случаях угловой спектр основного излучения считаем одинаковым и гауссовым по форме. В расчетах эффективности ГВГ будем учитывать только апертурные эффекты при взаимодействии типа ooe. Все статистические усреднения являются усреднениями по ансамблю.

При чисто амплитудной модуляции поля (в дальнейшем для краткости будем называть это вариантом А) имеем

$$A_1 = A_1^*, \tag{1}$$

где A_1 – комплексная амплитуда электрического поля основной волны. При произвольной модуляции поля (в дальнейшем – вариант В)

$$\overline{A_1^2} = 0. \tag{2}$$

В обоих вариантах поле в поперечном сечении можно разложить в интеграл Фурье (пока для краткости записи мы раскладываем поле только по координате x, при получении конечного результата будет учтено также разложение по координате y):

$$A_1(x) = \int S_1(k_{1x}) \exp(\mathrm{i}k_{1x}x)\mathrm{d}k_{1x}\,, \tag{3}$$

ФГУП «НИИ "Полюс" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Поступила в редакцию 11 февраля 2002 г.

где $S_1(k_{1x})$ – спектральная амплитуда; k_{1x} – проекция волнового вектора k_1 на ось x. Для статистически-однородного поля выполняется соотношение [2]

$$\overline{S_1(k_{1x})S_1^*(k'_{1x})} = G_1(k_{1x})\delta(k_{1x} - k'_{1x}). \tag{4}$$

Поскольку форму углового спектра $G_1(k_{1x})$ мы считаем гауссовой, то

$$G_1(k_{1x}) = S_0^2 \exp(-k_{1x}^2/\Delta k^2), \tag{5}$$

где Δk – ширина углового спектра.

В дальнейшем также будем полагать, что случайная величина S_1 распределена по нормальному закону, поэтому при усреднении произведения четырех произвольных спектральных амплитуд S_1, S'_1, S''_1 и S'''_1 выполняется соотношение [2]

$$\overline{S_1S'_1S''_1S'''_1} = \overline{S_1S'_1}\;\overline{S''_1S'''_1} + \overline{S_1S''_1}\;\overline{S'_1S'''_1} + \overline{S_1S'''_1}\;\overline{S'_1S''_1}. \tag{6}$$

Из формул (1) и (2) вытекают следующие соотношения для спектральных амплитуд:

$$S_1(k_{1x}) = S_1^*(-k_{1x}) \quad \text{(вариант А)}, \tag{7}$$

$$\overline{S_1(k_{1x})S_1(k'_{1x})} = 0 \quad \text{(вариант В)}. \tag{8}$$

Для спектральной амплитуды второй гармоники в условиях синхронизма имеем [1]

$$S_2(k_{2x}) \sim \int_0^z \mathrm{d}\xi \int S_1(k_x)S_1(k_{2x}-k_{1x})\exp(-\mathrm{i}\beta_2k_{2x}\xi)\mathrm{d}k_{1x}$$

$$\sim z\,\mathrm{sinc}\left(\frac{\beta_2k_{2x}z}{2}\right)\int S_1(k_{1x})S_1(k_{2x}-k_{1x})\mathrm{d}k_{1x}, \tag{9}$$

где z – длина нелинейного кристалла; β_2 – угол анизотропии.

Для сокращения записи в формуле (9) опущены постоянные множители, поскольку нас в дальнейшем будет интересовать только отношение эффективностей ГВГ для вариантов А и В.

Воспользовавшись далее формулами (3) – (8) получим для углового спектра второй гармоники (в обоих вариантах)

$$\overline{S_2(k_{2x})S_2^*(k'_{2x})} = G_2(k_{2x})\delta(k_{2x} - k'_{2x}). \qquad (10)$$

(Формула (10) отражает очевидный результат: поле второй гармоники статистически-однородно в поперечном сечении, если таковым являлось поле основной волны.)

При этом для варианта А получаем:

$$G_2(k_{2x}) \sim z^2 \exp\left[-\left(\frac{\beta_2 k_{2x} z}{2\sqrt{\pi}}\right)^2\right]$$

$$\times S_0^4 \Delta k\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{k_{2x}^2}{2\Delta k^2}\right) + \Delta k \frac{\pi}{2}\delta(k_{2x})\right], \qquad (11)$$

а для варианта В –

$$G_2(k_{2x}) \sim z^2 \exp\left[-\left(\frac{\beta_2 k_{2x} z}{2\sqrt{\pi}}\right)^2\right]$$

$$\times S_0^4 \Delta k\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{k_{2x}^2}{2\Delta k^2}\right). \qquad (12)$$

При выводе (11) и (12) помимо указанных выше формул мы воспользовались приближенным соотношением [3]

$$\mathrm{sinc}^2\, x \approx \exp(-x^2/\pi). \qquad (13)$$

Поскольку в принятой нами модели поля́ не ограничены в поперечном сечении, то эффективность ГВГ определяется как отношение интенсивностей I полей на второй гармонике и основной частоте. Так как $I \sim \overline{AA^*}$, то из формул (3) и (4) следует [2]

$$I \sim \int G(k_x)\mathrm{d}k_x. \qquad (14)$$

Формула (14), очевидно, относится к полю и на основной частоте и на второй гармонике. Использовав (11), (12) и (14) и учтя опущенную выше для краткости зависимость полей от координаты y, получим следующие выражения для эффективности ГВГ для вариантов А и В соответственно:

$$\eta_{\mathrm{A}} \sim z^2 S_0^2 \pi \Delta k^2\left[\left(1 + \frac{\beta_2^2 z^2 \Delta k^2}{2\pi}\right)^{-1/2} + \frac{1}{2}\right], \qquad (15)$$

$$\eta_{\mathrm{B}} \sim z^2 S_0^2 \pi \Delta k^2\left(1 + \frac{\beta_2^2 z^2 \Delta k^2}{2\pi}\right)^{-1/2}. \qquad (16)$$

Окончательно отношение указанных эффективностей примет вид

$$\frac{\eta_{\mathrm{A}}}{\eta_{\mathrm{B}}} = 1 + \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\beta_2^2 z^2 \Delta k^2}{2\pi}\right)^{1/2}. \qquad (17)$$

В рамках принятых приближений формула (17) является точной, поскольку по ходу вычислений в (15) и (16) опускались одинаковые постоянные множители.

Согласно (17) даже в условиях 90°-ного синхронизма эффективность ГВГ в варианте А выше эффективности в варианте В (в 1.5 раза), а в условиях ярковыраженного критичного синхронизма ($\beta_2 z \Delta k \gg \pi$) эффективность ГВГ при амплитудной модуляции поля может быть сколь угодно большой по сравнению с эффективностью при произвольной модуляции.

Отметим, что в обоих рассмотренных вариантах ширина и форма углового спектра считались одинаковыми, что ставит под сомнение корректность расчетов эффективности ГВГ методом лучевых трубок [4, 5]. Впрочем, в работе [6] в свое время было показано, что метод лучевых трубок корректен только при условии преобладания фазовой модуляции основного излучения.

1. Дмитриев В.Г., Копылов С.М. *Квантовая электроника*, **10**, 2008 (1983).
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
3. Стрижевский В.Л., Карпенко С.Г., Бугаев А.В. *Оптика и спектроскопия*, **29**, 953 (1970).
4. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **10**, 1639 (1967).
5. Волосов В.Д., Калинцев А.Г. *Квантовая электроника*, **1**, 825 (1974).
6. Ибрагимов Э.Ф., Редкоречев В.И., Сухоруков А.П., Усманов У. *Квантовая электроника*, **9**, 1131 (1982).