

КОГЕРЕНТНОЕ УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ В НЕОДНОРОДНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

*Н.Ф. Андреев, В.И. Беспалов, А.М. Киселев,
А.З. Матвеев, Г.А. Пасманик*

Показано, что в неоднородных кристаллах удвоение частоты может осуществляться с компенсацией фазовых искажений. Для этого на входе нелинейного элемента волновой фронт излучения первой гармоники должен быть обращен по отношению к волновому фронту излучения, прошедшему через данный кристалл в обратном направлении.

1. При удвоении частоты в неоднородных кристаллах из-за отличия оптических путей в различных областях поперечного сечения пучка на величину, большую длины световой волны, расходимость второй гар-

моники может существенно возрасти по сравнению с дифракционной [1]. Подобные особенности встречаются не только при умножении гармоник, а также сложении и вычитании волн разной частоты и других параметрических преобразованиях в неоднородных средах.

В связи с этим значительный интерес представляют исследования нелинейных процессов в поле лазерных пучков, сфазированных по поперечному сечению таким образом, что в результате нелинейного преобразования этих пучков в неоднородной среде возбуждается излучение с заранее требуемым (например, плоским) волновым фронтом. В настоящей работе на примере генерации второй гармоники показано, что сфазированное по сечению (когерентное) удвоение частоты может быть осуществлено, если пучок достаточно слабого излучения первой гармоники первоначально пропустить через неоднородный кристалл, затем усилить и отразить с обращением волнового фронта (ОВФ). Тогда, пройдя через усилитель в обратном направлении и достигнув уровня мощности, достаточного для эффективного удвоения частоты, излучение первой гармоники снова попадает в искомый кристалл, где возбуждает вторую гармонику, поле которой на выходе из всей системы воспроизводит квадрат комплексно-сопряженного поля первой гармоники до ее прохождения через неоднородный кристалл. Этот результат представляет интерес в связи с проблемой получения одномодового излучения удвоенной частоты в пучках большого диаметра, задачей наведения излучения на мишень малого размера в проблеме лазерного термоядерного синтеза и т. п. [2].

2. Указанный эффект когерентного удвоения частоты поясним в рамках простой теоретической модели. Предположим, что слабого пучок первой гармоники проходит вдоль оси Z сначала через слой с крупномасштабными неоднородностями показателя преломления ($-L_0 < Z < 0$), затем через неоднородный нелинейный кристалл ($0 < Z < L$), рис. 1. После этого в области $Z > L$ первая гармоника усиливается и отражается с ОВФ, например, за счет ВРМБ [3]. Пренебрегая отражением от нелинейных элементов и обратным рассеянием на возмущениях δn , поле отраженной волны E_{1-} в плоскости $Z = L$ можно связать в геометрическом приближении с полем прямой волны E_{1+} в плоскости $Z = -L_0$ следующим соотношением:

$$E_{1-}(r_{\perp}, L) = R E_{1+}^*(r_{\perp}, -L_0) \exp(-ik_1 \int_{-L_0}^L \delta n(r_{\perp}, Z) dZ), \quad k_1 = \frac{\omega_1}{c}, \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения.

Отраженная волна E_{1-} в области $0 < Z < L$ возбуждает вторую гармонику, перекачка энергии в которую в тех же приближениях описывается системой уравнений

$$\frac{\partial E_{1-}}{\partial Z} + ik_1 \delta n E_{1-} = i \chi_1 E_{2-} E_{1-}^*; \quad \frac{\partial E_{2-}}{\partial Z} + ik_2 \delta n E_{2-} = i \chi_2 (E_{1-})^2$$

$$k_2 = \frac{\omega_2}{c} = 2k_1 \quad (2)$$

с граничными условиями (1) и $E_{2-}(r_{\perp}, L) = 0$. Мы предположили, что дисперсия возмущений показателя преломления δn , незначительна,

что оправдано, если $\int_L^0 dZ [2k_1 \delta n(\omega_1) - k_2 \delta n(\omega_2)] < \pi$. Мы также полагаем, что ось Z совпадает с направлением синхронизма, в кристалле ($n(\omega_1) = n(\omega_2)$), все спектральные компоненты первой гармоники лежат в пределах угла синхронизма и взаимный снос волн несущественен [4].

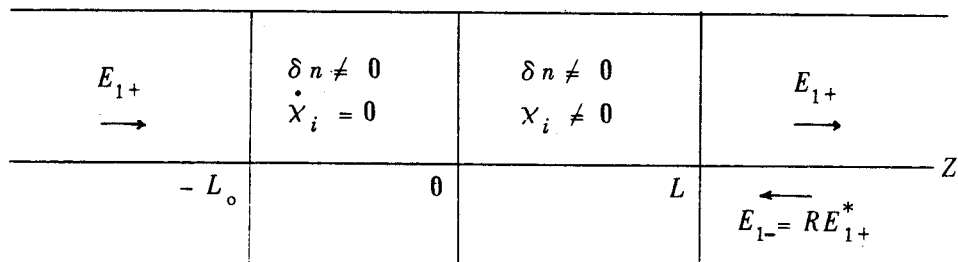


Рис. 1

Решение уравнений (2) с помощью замены переменных $E_1 = \tilde{E}_{1-} \times \exp(-ik_1 \int_L^0 \delta n dZ)$; $E_2 = E_{2-} \exp(-ik_2 \int_L^0 \delta n dZ)$ позволяет определить поле второй гармоники E_{2-} в плоскостях $Z = 0$ и $Z = -L_0$:

$$E_{2-}(r_{\perp}, 0) = \sqrt{2} \frac{[RE_{1+}^*(r_{\perp}, 0)]^2}{|RE_{1+}(r_{\perp}, 0)|} \text{th}[\sqrt{2}|RE_{1-}(r_{\perp}, L)|\chi_1 L], \quad (3)$$

$$E_{2-}(r_{\perp}, -L_0) = \sqrt{2} \frac{[RE_{1+}^*(r_{\perp}, -L_0)]^2}{|RE_{1+}(r_{\perp}, L)|} \text{th}[\sqrt{2}|RE_{1-}(r_{\perp}, L)|\chi_1 L] \times \\ \times \exp[-L \frac{-\omega_2}{c} \int_0^{-L_0} (n(\omega_2) - n(\omega_1)) dZ]. \quad (4)$$

Если разброс интеграла в показателе экспоненты в разных точках сечения существенно меньше π , то можно утверждать, что поле E_{2-} воспроизводит квадрат комплексно-сопряженного поля первой гармоники. Если, например, поле первой гармоники, распространяющейся вдоль оси Z , в плоскости $Z = -L_0$ было одномодовым и имело плоский волновой фронт, то поле второй гармоники в этой же плоскости также будет одномодовым и иметь плоский волновой фронт.

3. Экспериментальное исследование выполнялось по схеме, представленной на рис. 2. Подобная схема в отсутствие элемента удвоения использовалась в работе [5]. На нелинейный элемент падает одномодовое излучение с $\lambda = 1,06$ мкм, имеющее расходимость $\theta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ рад при диаметре пучка $d = 5$ мм. Это соответствует пучку с плоским фрон-

том, прошедшим через линзу с эффективным фокусным расстоянием $F_3 = +74,5$ м. В качестве нелинейного элемента сначала использовался однородный кристалл LiIO_3 толщиной 1,35 мм достаточной для того, чтобы можно было пренебречь взаимным сносом взаимодействующих волн и осуществить синхронное удвоение частоты в пределах угла $\theta \leq 2 \cdot 10^{-3}$ рад. Неоднородности δn имитировались фазовой пластинкой (ФП), расположенной вплотную к кристаллу (рис. 2). Если кристалл вместе с ФП помещали в поле усиленного одномодового пучка первой гармоники (для этого на рис. 2 его надо расположить слева от пластинки 2), то угловой спектр излучения второй гармоники был распределен в угле $\theta_a \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ рад (рис. 3, а). Однако при помещении кристалла на пути слабого луча первой гармоники (справа от делительной пластинки 2) угловой спектр излучения на удвоенной частоте, возбуждаемого в кристалле накачкой, отраженной от ВРМБ-зеркала 6 и дважды прошедшей через усилитель 5 (в отсутствие насыщения) был существенно уже и его ширина составляла $\theta_b \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ рад (рис. 3, б). Это излучение соответствовало пучку с плоским фронтом, прошедшим через линзу с $F_3 = -61,3$ м, что примерно согласуется с теоретической зависимостью $E_2 \sim E_1^2$.

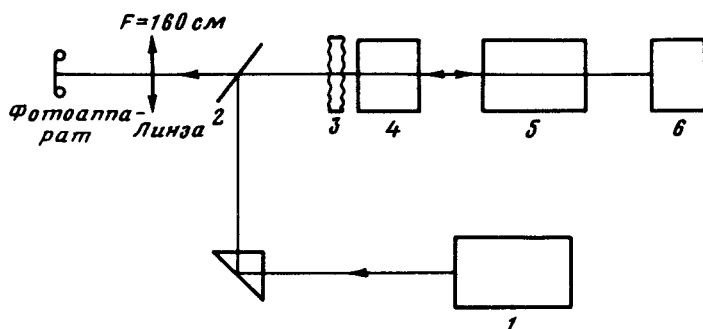


Рис. 2. 1 – Источник одномодового излучения первой гармоники с фарадеевской развязкой (длина волны $\lambda = 1,06$ мкм, диаметр луча после 3х телескопа $d = 5$ мм, угловая расходимость $\theta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ рад, длительность и энергия импульса: $\tau = 30$ нсек, $W = 5 \cdot 10^{-3}$ Дж); 2 – делительная пластинка, отражающая 10% энергии импульса; 3 – фазовая пластинка; 4 – элемент удвоения; 5 – оптический усилитель; 6 – ВРМБ-зеркало

Интересно отметить, что при увеличении расстояния между ФП и кристаллом (вплоть до 60 см) угловой спектр слегка обужался (примерно на 20%), однако, при этом вблизи краев основного лепестка появлялась незначительная хаотическая модуляция. Это связано, по-видимому, с тем, что некоторая компенсация фазовых неоднородностей второй гармоники происходит в ФП даже если расстояние между ею и кристаллом сравнимо с тем, на котором фазовые искажения поперечно-го профиля волны переходят в амплитудные. Этот вопрос требует, однако, дальнейших исследований.

Следует указать, что коэффициенты преобразования во всех случаях были малы по сравнению с единицей. Надо также отметить, что эф-

фект когерентного удвоения пропадал при замене ВРМБ-зеркала b обычным плоским зеркалом (рис. 3, $\theta_0 \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ рад), а также при использовании нелинейных кристаллов большей длины. Например при замене короткого кристалла LiJO_3 на КДР длиной $l = 25$ мм получить вторую гармонику с расходимостью, близкой к дифракционной, не удавалось.

Для исследования процесса когерентного удвоения непосредственно в неоднородном элементе использовался неоднородный кристалл LiNbO_3 , увеличивающий расходимость проходящего через него одноимового пучка до $\theta' \approx 10^{-3}$. Однако при предварительном пропускании через него слабого излучения первой гармоники и последующем удвоении обратного усиленного излучения расходимость второй гармоники была близка к дифракционной и составляла величину $\theta'' \approx 1,8 \cdot 10^{-4}$ рад.

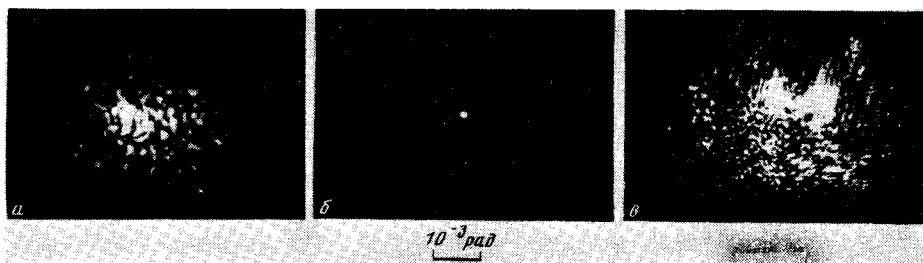


Рис. 3

Авторы благодарят Ю.К.Веревкина и Г.И.Фрейдмана за помощь в проведении эксперимента и обсуждение результатов.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 июля 1979 г.

Литература

- [1] Ф.Чернике, Дж.Миндвинтер. Прикладная нелинейная оптика, М., изд. Мир, 1976.
- [2] С.Д.Захаров. Природа, №12, 116, 1977.
- [3] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллов. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.
- [4] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, М., 1964.
- [5] Н.Г.Басов, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, А.В.Котов, А.Б.Миронов, С.И.Михайлов, М.Г.Смирнов. Квантовая электроника 6, 765, 1979.