

УДК 535.13

ОПТИЧЕСКОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И УСЛОВИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.С. ПОГОСЯН, С.С. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 марта 2001 г.)

Предложен новый способ генерации квазимонохроматического плавноперестраиваемого излучения в терагерцовой области частот. Рассмотрено оптическое выпрямление лазерного излучения, состоящего из двух коротких одинаковых импульсов, которые падают на нелинейную среду под небольшим углом между направлениями распространения. Показано, что в этом случае в среде наводится периодическая нелинейная поляризация, которая движется со "сверхсветовой" скоростью, в результате чего генерируются квазимонохроматические электромагнитные волны под углом черенковского излучения. Относительная ширина спектральной линии определяется отношением длительности падающих импульсов к их несущей частоте. Кроме того, существенно повышается эффективность генерации. Получено, что при фемтосекундных падающих лазерных импульсах оптического диапазона относительная ширина спектра излучения в терагерцовой области составляет примерно 10^{-2} .

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к проблеме генерации в терагерцовом диапазоне частот с помощью различных методов нелинейной оптики. В недавно опубликованных работах [1,2] сообщалось о получении излучения с узкой шириной спектра в терагерцовой области частот при помощи фемтосекундных лазеров в периодически поляризованном кристалле ниобата лития.

В данной работе мы предлагаем новый, более простой метод получения квазимонохроматического, перестраиваемого по частоте излучения в указанной области спектра.

Для выяснения сущности метода рассмотрим следующую упрощенную задачу. Пусть на изотропную нелинейную среду падают два коротких лазерных импульса оптического диапазона под небольшим углом 2φ между направлениями распространения (см. рис.1).

Рассмотрим двумерную задачу и будем считать, что электрические поля падающих импульсов направлены перпендикулярно к плоскости рисунка. В первом приближении теории дисперсии электрические

поля импульсов можно представить в следующем виде:

$$E_1 = A_1 \left(y', t - \frac{x'}{v} \right) \exp[i(k_0 x' - \omega_0 t)], \quad E_2 = A_2 \left(y'', t - \frac{x''}{v} \right) \exp[i(k_0 x'' - \omega_0 t)], \quad (1)$$

где k_0 , ω_0 и v – волновое число, несущая частота и групповая скорость импульсов, соответственно.

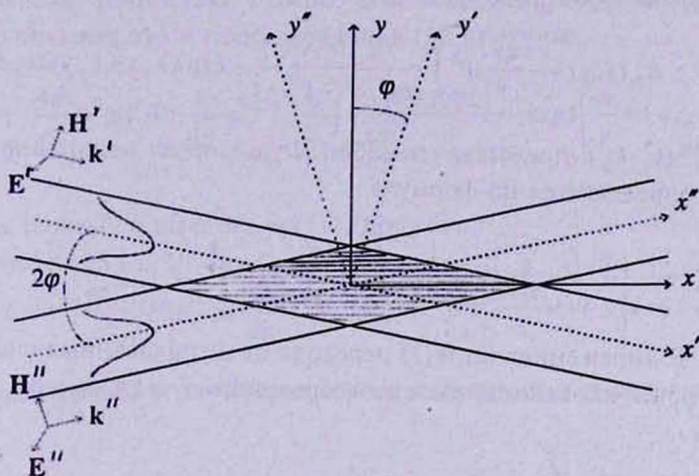


Рис.1.

Рассмотрим нелинейную поляризацию, обусловленную наложением полей падающих импульсов. Усредняя ее по несущей частоте и разлагая в интеграл Фурье, для низкочастотной части спектра P_{ω}^{HL} получим следующее выражение:

$$P_{\omega}^{HL} = F_{\omega} \cos[k_0(x' - x'')] \exp \left[i \frac{\omega}{2v} (x' + x'') \right]. \quad (2)$$

Здесь введено обозначение

$$F_{\omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(\omega', \omega - \omega') A_1(y', \omega') A_2(y'', \omega - \omega') \exp \left[i \frac{2\omega' - \omega}{2v} (x' - x'') \right] d\omega', \quad (3)$$

где χ – коэффициент нелинейной восприимчивости среды.

Если групповая скорость импульсов больше фазовой скорости возбуждаемого излучения (т.е. среда обладает аномальной дисперсией), то в среде наводится периодическая нелинейная поляризация, которая движется со “сверхсветовой” скоростью. Такую ситуацию можно легко реализовать в ионных кристаллах, для чего необходимо, чтобы частоты лазерного и возбуждаемого излучений лежали по разные стороны от полосы инфракрасного поглощения кристаллической решетки.

Поле излучения найдем из уравнений Максвелла. Для электри-

ческого поля получим следующее уравнение:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} \right) E_\omega(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 P_\omega^{HL}(x, y), \quad (4)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды на частоте ω .

Решения уравнения (4) найдем методом разложения по плоским волнам. При этом получим:

$$E_\omega(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P_\omega^{HL}(k_x, k_y)}{\epsilon \omega^2 / c^2 - k_x^2 - k_y^2} \exp i(k_x x + k_y y) dk_x dk_y, \quad (5)$$

где $P_\omega^{HL}(k_x, k_y)$ представляет собой Фурье образ нелинейной поляризации и определяется по формуле

$$P_\omega^{HL}(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} P_\omega^{HL}(x, y) \exp[-i(k_x x + k_y y)] dx dy. \quad (6)$$

В выражениях (2) и (3) переходя от штрихованных систем координат к нештрихованной системе и сравнивая с выражением (6), заметим, что

$$P_\omega^{HL}(k_x, k_y) = \frac{1}{2} \left[F_\omega \left(k_x - \frac{\omega}{v} \cos \varphi, k_y - 2k_0 \sin \varphi \right) + F_\omega \left(k_x - \frac{\omega}{v} \cos \varphi, k_y + 2k_0 \sin \varphi \right) \right]. \quad (7)$$

Для определенности рассмотрим случай, когда возбуждение осуществляется с помощью гауссовых пучков-импульсов, т.е. будем полагать, что

$$A_1 = A(0) \cdot \exp \left\{ - \left[\left(t - \frac{x \cdot \cos \varphi - y \cdot \sin \varphi}{v} \right)^2 / \tau^2 + \frac{(y \cdot \cos \varphi + x \cdot \sin \varphi)^2}{a^2} \right] \right\}, \quad (8)$$

$$A_2 = A(0) \cdot \exp \left\{ - \left[\left(t - \frac{x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi}{v} \right)^2 / \tau^2 + \frac{(y \cdot \cos \varphi - x \cdot \sin \varphi)^2}{a^2} \right] \right\},$$

где a – диаметр, а τ – длительность падающих импульсов. Учитывая (8) и пренебрегая дисперсией нелинейной восприимчивости среды, получим следующее выражение для спектра нелинейной поляризации:

$$P_\omega^{HL}(k_x, k_y) = \chi^2 A^2(0) \frac{\tau'}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\omega^2 \tau'^2} \frac{1}{2} [\Phi_+ + \Phi_-] U \left(k_x - \frac{\omega}{v} \cos \varphi, \mu \right), \quad (9)$$

где введены обозначения

$$U \left(k_x - \frac{\omega}{v} \cos \varphi, \mu \right) = \frac{\mu}{\sqrt{\pi}} e^{- \left(k_x - \frac{\omega}{v} \cos \varphi \right)^2 \mu^2}, \quad (10)$$

$$\Phi_{\pm} = \frac{m}{\sqrt{\pi}} e^{-(k_y \pm 2k_0 \sin \varphi)^2 m^2}, \quad (11)$$

$$m = \frac{a' v \tau'}{[(v \tau')^2 \cos^2 \varphi + a'^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}}, \quad \mu = \frac{a'}{\sin \varphi}, \quad \tau' = \frac{\tau}{2\sqrt{2}}, \quad a' = \frac{a}{2\sqrt{2}}. \quad (12)$$

Если предположить, что $\sin \varphi \ll 1$ и $(\omega/v) a' \gg \varphi$, то выражение (10) с достаточной точностью можно заменить дельта-функцией Дирака $\delta(k_x - \omega/v)$. Учитывая это и подставляя (9) в (5), получим:

$$E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi A^2(0) \frac{\tau'}{\sqrt{\pi}} e^{-\omega^2 \tau'^2} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\Phi_+ + \Phi_-]}{\frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} - \frac{\omega^2}{v^2} - k_y^2} \exp i \left(\frac{\omega}{v} x + k_y y \right) dk_y. \quad (13)$$

Применяя теорему о вычетах, из (13) получим:

$$E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi^2}{c^2} \text{ctg} \theta \chi A^2(0) \frac{v \omega \tau'}{\sqrt{\pi}} e^{-\omega^2 \tau'^2} \{ \Phi_+ + \Phi_- \} \sin \left[\frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c} \sin \theta \cdot y \right] e^{i \frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c} \cos \theta \cdot x}, \quad (14)$$

где θ – характерный угол черенковского излучения и определяется формулой

$$\cos \theta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon} v}. \quad (15)$$

Степень монохроматичности излучения определяется функциями Φ_+ и Φ_- . Существенное сужение спектра происходит в случае, когда выполняется условие $a\varphi > v\tau$. В этом случае $m \approx (v\tau) \cdot \varphi$ и можно написать:

$$\Phi_{\pm} \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v \tau'}{\varphi} \right) \cdot e^{-\left(\frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c} \sin \theta \pm 2k_0 \varphi \right)^2 \left(\frac{v \tau'}{\varphi} \right)^2}. \quad (16)$$

Учитывая, что $2k_0 v \tau' \gg 1$, для угла между волновыми векторами падающих импульсов 2φ получим:

$$2\varphi \approx \frac{\omega}{k_0 v} \text{tg} \theta \quad \text{или} \quad \omega \approx 2\varphi k_0 v \text{ctg} \theta. \quad (17)$$

Таким образом, частота черенковского излучения прямо пропорциональна углу между лазерными пучками. Это позволяет, просто изменяя величину угла между направлениями распространения падающих импульсов, получить плавно перестраиваемое электромагнитное излучение в полосе спектра нелинейной поляризации.

Степень монохроматичности, т.е. относительная спектральная ширина излучения определяется выражением

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2k_0 v \tau'} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\lambda_0}{4\pi v \tau'} \quad (18)$$

где λ_0 – длина волны оптического излучения в среде. Выражение (18) показывает, что степень монохроматичности определяется отношением длины волны оптического излучения к длине импульса.

Полученные результаты легко понять, если обратить внимание на то, что нелинейная поляризация является периодической структурой, которая движется со скоростью, равной групповой скорости падающих импульсов. Это приводит к тому, что происходит сужение ширины спектра излучения и, кроме того, (как следует из (14)) существенно увеличивается эффективность генерации. Последний результат неявно содержится также в работе [3].

В обычной схеме (см., напр., [4]) черенковский механизм генерации возникает при условии, когда поперечный размер накачки (возбуждающего пучка) порядка длины волны излучения. Например, для генерации излучения в терагерцовой области спектра необходимо, чтобы диаметр пучка накачки был порядка нескольких десятков микрон. Это условие приводит к дополнительным осложнениям при практической реализации черенковского механизма излучения. Следует заметить, что при применении предлагаемой нами схемы взаимодействия нет такого жесткого условия на поперечные размеры накачки.

Ниже приведем численную оценку сужения ширины спектральной линии излучения (степени монохроматичности) для случая, когда в качестве накачки используется лазер с длительностью 150 fs и длиной волны 800 nm, а в качестве нелинейной среды – кристалл ниобата лития. Коэффициент преломления ниобата лития в области спектра накачки примем $n_0 = 2.3$. Подставляя эти значения в (18), получим: $(\Delta\omega/\omega) \approx 0.4 \cdot 10^{-2}$. Приведенная оценка соответствует идеальному случаю (отсутствие потерь). В реальных ситуациях степень монохроматичности определяется диэлектрическими потерями в среде. В конкретном случае ниобата лития потери в кристалле могут ухудшить монохроматичность излучения более чем на порядок. Это обусловлено тем, что потери приводят к ограничению эффективной длины кристалла, в результате чего образуется некоторая угловая ширина черенковского излучения. Однако, охлаждая нелинейный кристалл, можно значительно уменьшить потери в них (см. [2]). Заметим также, что условие $a\phi > vt$ в эксперименте легче всего выполнить в терагерцовой области спектра.

Авторы признательны академику НАН Армении М.Л.Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, and T. B. Norris. Appl. Phys. Letters, 76, 2505 (2000).
2. Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, and T. B. Norris. Appl. Phys. Letters, 77, 1244 (2000).
3. Л.С.Корниенко, Н.В.Кравцов, А.К.Шевченко. Письма в ЖЭТФ, 18, 211 (1973).
4. У.А.Абдулин, Г.А.Ляхов, О.В.Руденко, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, 66, 1295 (1974).

ՈՉ ԿՈԼԻՆԵԱՐ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈՒՂՈՒՄԸ
ԵՎ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆԸ

Պ.Ս. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Ս.Ս. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է հաճախությունների տերահերցային տիրույթում սահուն փոփոխվող և քվադիմոնոքրոմատիկ ճառագայթման զենեռացիայի մոտ մեթոդ: Դիտարկվում է երկու կարճ միանման լազերային ճառագայթների օպտիկական ուղղումը, որոնք ընկնում են ոչ զծային միջավայրի վրա իրենց տարածման ուղղությունների միջև կազմող փոքր անկյան տակ: Ցույց է տրված, որ այս դեպքում միջավայրում գրգռվում է պարբերական ոչ զծային բևեռացում, որը շարժվում է «զերլուսային» արագությամբ, որի հետևանքով ճառագայթվում են քվադիմոնոքրոմատիկ էլեկտրոմագնիսական ալիքներ չերենկովյան ճառագայթման անկյան տակ: Գրգռված ճառագայթման սպեկտրալ զծերի հարաբերական լայնությունը որոշվում է ընկնող իմպուլսների տևողության և կրող հաճախության հարաբերությամբ: Բացի այդ էականորեն մեծանում է զենեռացիայի արդյունավետությունը: Ստացվել է, որ ֆեմտոսեկունդային լազերային լազերային օպտիկական դիապազոնի լազերային իմպուլսների դեպքում ճառագայթման սպեկտրալ զծերի հարաբերական լայնությունը տերահերցային տիրույթում կազմում է մոտավորապես 10^{-2} :

OPTICAL RECTIFICATION OF NONCOLINEAR LASER PULSES AND THE CONDITION OF CHERENKOV RADIATION

P.S. POGHOSYAN, S.S. POGHOSYAN

A new technique for generation of quasimonochromatic radiation smoothly tunable in the terahertz frequency range is proposed. Optical rectification of the laser radiation consisting of two identical short pulses incident on a nonlinear medium at a small angle between the propagation directions is considered. In this case a periodic nonlinear polarization is shown to be induced in the medium which moves with a "superlight" speed producing quasimonochromatic electromagnetic waves at the Cherenkov emission angle. The relative width of spectral line of the excited radiation is determined by the ratio of the duration of incident pulses to their carrier frequency. In addition, the generation effectiveness rises essentially. It is obtained that in the case of femtosecond incident laser pulses of optical range the relative width of the emission spectrum in the terahertz range amounts to nearly 10^{-2} .