ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Том 90 1990 № 2

УДК 621.378.325

ФИЗИКА

А. О. Варданян, Д. Л. Оганесян

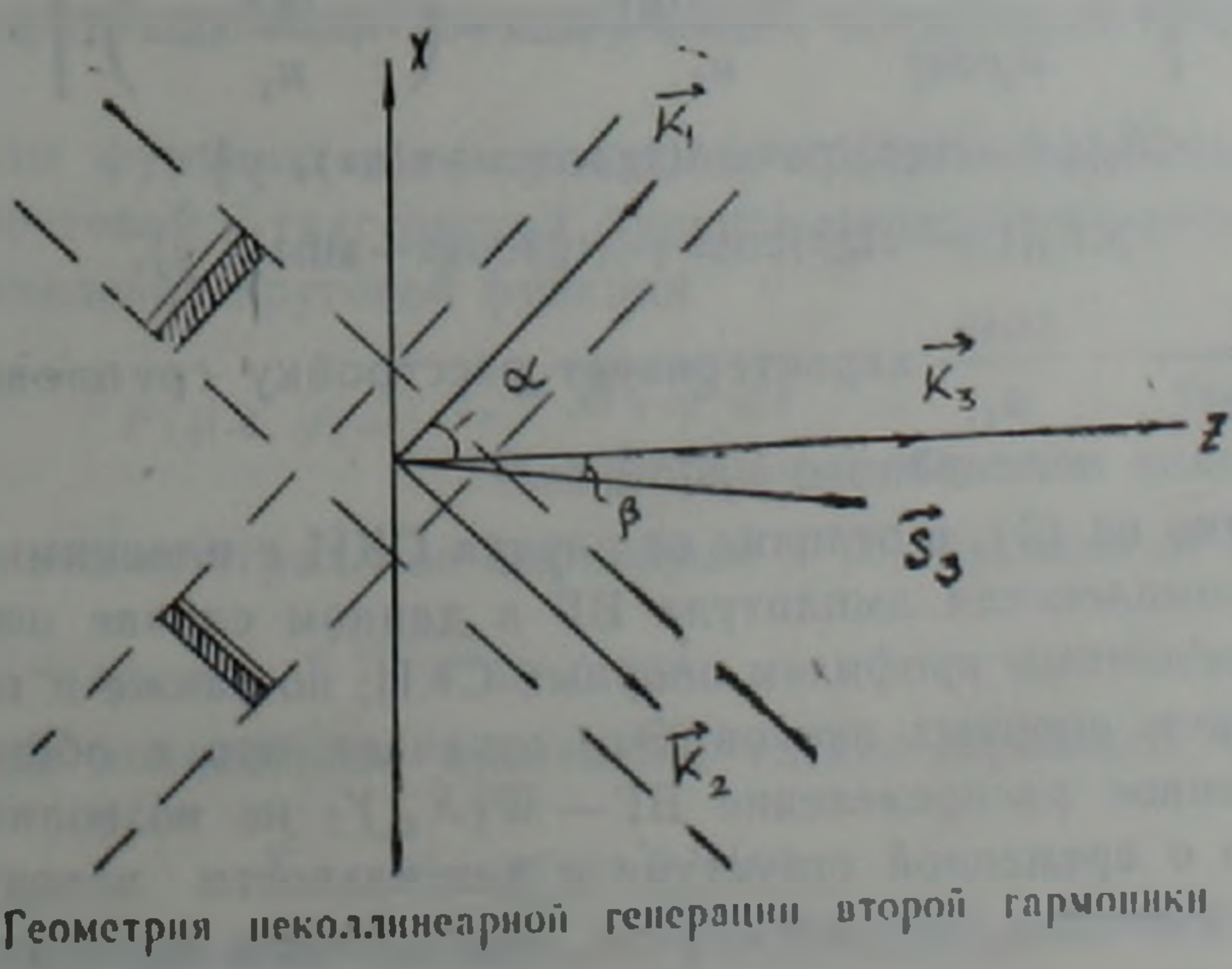
Определение формы СКИ при неколлинеарной ГВГ взаимообращенными во времени пучками

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР П. М. Геруни 10/XII 1989)

В работах ([1-3]) на основе детального анализа неколлинеарного удвоения частоты была найдена связь между пространственным распределением энергии второй гармоники на выходной грани нелинейного кристалла и длительностью импульса накачки. При этом рассматривалось взаимодействие сверхкоротких световых импульсов (СКИ) с плоскими фазовыми фронтами. Данный метод, как и остальные корреляционные методы измерения длительности СКИ, не позволяет определить форму СКИ.

В предлагаемой статье в приближении заданного поля рассматривается неколлинеарная генерация второй гармоники (ГВГ) пространственно-ограниченными пучками с взаимообращенными во времени временными профилями. Показано, что в квазистатическом режиме $\nu l \ll \tau$ для достаточно широких опорных пучков распределение энергии второй гармоники (ГВГ) соответствует функции автосвертки временного профиля СКИ, что позволяет определить форму СКИ.

Рассмотрим случай, когда на границу нелинейной недиссипативной среды под одинаковыми углами к нормали падают две модулированные в пространстве и во времени волны (импульсы) с частотой ω (рисунок). Причем условие векторного синхронизма выполняется, когда падающие волны обыкновенные, а вторая гармоника необыкновенная.



Геометрия неколлинеарной генерации второй гармоники

Уравнение для комплексной амплитуды ВГ в приближении заданного поля с учетом двулучепреломления кристалла будет иметь вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\operatorname{tg}\beta\frac{\partial}{\partial x}+\frac{1}{u_3\cos\beta}\frac{\partial}{\partial t}\right)A_3=-i\gamma A_{10}A_{20}, \tag{1}$$

где β—угол между $\vec{k}_3$ и лучевым вектором $\vec{S}_3$, $U_3=\frac{d\omega_3}{dk}$ — групповая скорость импульса второй гармоники, $\gamma=\frac{4\pi(2\omega)^2}{2c^2k_3\cos^2\beta}\vec{e}_3\hat{\chi}\vec{e}_1\vec{e}_2$ — нелинейная константа, e_i—единичный вектор поляризации. В выражении (1) импульсы накачки имеют взаимообращенные во времени профили. Уравнение (1) может быть решено с граничными условиями, заданными на входе в нелинейную среду при $z=0$, в виде $A(t, 0, x, y)=$ $=f(t)F(x, y)$. Амплитуды волн накачки A_1, A_2 связаны со своими значениями:

$$A_{10}(t, z, x, y)=f(t)F_1(x, y);$$

$$A_{20}(t, z, x, y)=f(-t)F_2(x, y),$$

$\left(\int\limits_{-\infty}^{\infty}f(t)dt=1\right)$ на границе $z=0$ в точке $X=0$ соотношениями

$$A_1(t, x, y, z)=f\left(t-\frac{z\cos\alpha+x\sin\alpha}{u_1}\right)F_1(x\cos\alpha-z\sin\alpha, y);$$

$$A_2(t, x, y, z)=f\left(t+\frac{z\cos\alpha-x\sin\alpha}{u_2}\right)F_2(x\cos\alpha+z\sin\alpha, y), \tag{2}$$

где $u_1\simeq u_2$—групповые скорости импульсов накачки.

Подставляя (2) в (1) и интегрируя уравнение (1) с учетом граничного условия $A_3|_{z=0}=0$, найдем, что

$$\begin{aligned}A_3=-i\gamma\int\limits_0^l d\xi f\left|t-\frac{z}{u_3\cos\beta}-\frac{x-z\operatorname{tg}\beta}{u_1}\sin\alpha+\left(\nu-\frac{\operatorname{tg}\beta}{u_1}\sin\alpha\right)\xi\right|\times\\ \times f\left|t+\frac{z}{u_3\cos\beta}-\frac{x-z\operatorname{tg}\beta}{u_2}\sin\alpha-\left(\nu+\frac{\operatorname{tg}\beta}{u_1}\sin\alpha\right)\xi\right|\times\\ \times F_2|(x-z\operatorname{tg}\beta)\cos\alpha+\xi(\operatorname{tg}\beta\cos\alpha+\sin\alpha), y|\times\\ \times F_1|(x-z\operatorname{tg}\beta)\cos\alpha+\xi(\operatorname{tg}\beta\cos\alpha-\sin\alpha), y|,\end{aligned} \tag{3}$$

где $\nu=\frac{1}{u_3\cos\beta}-\frac{\cos\alpha}{u_1}$ характеризует расстройку групповых скоростей, l—толщина нелинейного кристалла.

Как видно из (3), в отличие от случая СКИ с плоскими фазовыми фронтами, комплексная амплитуда ВГ в данном случае определяется не только временным профилем опорных СКИ, но также и поперечным распределением опорных пучков. Это означает, что в общем случае пространственное распределение ВГ— $W(X, Y)$ не возволит получить информацию о временной структуре и длительности исходного СКИ. Поэтому рассмотрим частный случай, при котором временной множитель в (3) можно вынести из-под интеграла. Очевидно, что влияние двулучепреломления может быть исключено при распространении излучения удвоенной частоты в направлении, нормальном к оптической оси кристалла и, следовательно, в (3) возможна подстановка $\beta=0$. Как следует из (3) в квазистатическом режиме, когда $\nu l \ll \tau$ (τ—длительность СКИ), произведение временных профилей можно вынести из-под знака интеграла и, следовательно, выражение (3) можно представить в виде

$$A_3=-i\gamma f\left| t-\frac{z}{u_3}-\frac{x\sin\alpha}{u_1}\right| f\left| t+\frac{z}{u_3}-\frac{x\sin\alpha}{u_1}\right| \times$$

$$\times\int_0^l F_1(x\cos\alpha-\xi\sin\alpha,\ y)F_2(x\cos\alpha+\xi\sin\alpha,\ y)d\xi. \qquad (4)$$

Распределение энергии ВГ по осям X, Y, которое может быть измерено экспериментально, очевидно пропорционально интегралу

$$W(X,\ Y)=\frac{1}{\gamma^2 A_0^4}\int_{-\infty}^{\infty}|A_3(t,\ x,\ y,\ l)|^2dt. \qquad (5)$$

После подстановки (4) в (5) окончательно получим

$$W(X,\ Y)=\frac{1}{\gamma^2 A_0^4}\int_{-\infty}^{\infty}|f(t-T)f(-T-t)|^2dt\times$$

$$\times\left|\int_0^l F_1(x\cos\alpha-\xi\sin\alpha,\ y)F_2(x\cos\alpha+\xi\sin\alpha,\ y)d\xi\right|^2, \qquad (6)$$

где $T=\dfrac{x\sin\alpha}{u}$.

Из (6) видно, что в квазистатическом режиме ($\nu l\ll\tau$), при отсутствии двулучепреломления ($\beta=0$), распределение энергии ВГ представляет собой произведение функций автосвертки временного профиля СКИ и квадрата функции автокорреляции поперечного распределения пучка.

Вычислим функцию автокорреляции пространственного распределения для круговой и гауссовской функции поперечного распределения.

Из определения круговой функции

$$F_{1,2}(x,\ y)=\begin{cases}1, & \sqrt{x^2+y^2}\leq 1\\ 0, & \text{в остальных случаях}\end{cases}$$

следует, что подынтегральное выражение в (6) отлично от нуля при

$$\sqrt{1-y^2}>x\cos\alpha. \qquad (7)$$

Для толщины нелинейного кристалла, удовлетворяющей неравенству

$$\sqrt{1-y^2}-x\cos\alpha>l\sin\alpha, \qquad (8)$$

функция автокорреляции поперечного распределения

$$Q(x, y) = \int_0^l F_1(x\cos\alpha - \xi\sin\alpha, y) F_2(x\cos\alpha + \xi\sin\alpha, y) d\xi = l, \tag{9}$$

а при

$$\sqrt{1-y^2} - x\cos\alpha \leq l \tag{10}$$

$$Q(x, y) = \frac{\sqrt{1-y^2}}{\sin\alpha} - x\mathrm{ctg}\alpha. \tag{11}$$

Для случая гауссовской функции поперечного распределения

$$F_{1,2}(x, y) = \exp\left\{-\frac{x^2}{H_x^2} - \frac{y^2}{H_y^2}\right\},$$

где H_x, H_y — половины ширины пучка вдоль осей X и Y.

$$Q(x, y) = \exp\left\{-\frac{x^2}{H_x'^2} - \frac{y^2}{H_y'^2}\right\} \int_0^l \exp\left\{-2\frac{\xi^2\sin\alpha}{H_x^2}\right\} d\xi, \tag{12}$$

где $H_x' = H_x/\sqrt{2}\cos\alpha$, $H_y' = H_y/\sqrt{2}$

При выполнении неравенства

$$\frac{l\sin\alpha}{H_x/\sqrt{2}} < \sqrt{3}, \tag{13}$$

используя разложение функции $\mathrm{erf}(x)$, в нулевом приближении, окончательно получим

$$Q(x, y) = l\exp\left\{-\frac{x^2}{H_x'^2} - \frac{y^2}{H_y'^2}\right\}. \tag{14}$$

Следовательно, как видно из (8), (13), при достаточно широких опорных пучках и малой толщине нелинейного кристалла l пространственное распределение энергии ВГ есть функция автосвертки временного профиля СКИ. Знание же функций автосвертки СКИ, как известно, позволяет определить форму СКИ ([4]). Обращение временного профиля СКИ можно реализовать в линейных диспергирующих средах с противоположными знаками дисперсии групповых скоростей ([5]).

Оценим значения длительностей импульсов, при которых выполняется неравенство $\nu l \ll \tau$.

Для широко используемых в нелинейной оптике кристаллов дигидрофосфата калия (КДР) и йодата лития ($LiJO_3$) значения ν для длины волны основного излучения $\lambda = 1{,}06$ мкм соответственно равны $1{,}0 \cdot 10^{-13}$ и $2{,}8 \cdot 10^{-12}$ с/см ([6]), и следовательно при $l = 1$ см $\nu l = 10^{-13}$ с (КДР). $\nu l = 2{,}8 \cdot 10^{-12}$ с ($LiJO_3$). При толщине нелинейного кристалла $LiJO_3$ $l = 1$ см и $\alpha = 19{,}7°$ ([7]) для пучка с гауссовским поперечным распределением из неравенства (13) имеем $H_x > 2{,}6$ мм, что реализуется расширяющим телескопом.

Таким образом, при неколлинеарной ГВГ взаимообращенными во времени достаточно широкими пучками получаем функцию автосвертки временного профиля СКИ, что позволяет определить форму СКИ.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений

Ա. Օ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Դ. Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Գերկարճ իմպուլսի տեսքի որոշումը ժամանակի մեջ փոխշրջված փնջերի ոչ կոլինեար ԵՀԳ դեպքում

Ներկայացվող հոդվածում տրված դաշտի մոտավորությամբ դիտարկված է երկրորդ հարմոնիկ ոչ կոլինեար գեներացիան (ԵՀԳ) տարածության մեջ սահմանափակ և ժամանակի մեջ փոխշրջված ժամանակային պրոֆիլ ունեցող փնջերով։ Ցույց է տրված, որ քվազիստատիկ ռեժիմում և [illegible] τ բավականաչափ լայն հիմնային փնջերի համար երկրորդ հարմոնիկի էներգիայի բախշումը համապատասխանում է գերկարճ իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի ինքնափաթույթի ֆունկցիային, որը թույլ է տալիս որոշել գերկարճ իմպուլսի տեսքը։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Г. В. Кривощеков, В. И. Строганов*, в кн.: Нелинейные процессы в оптике, Наука, Новосибирск, с. 103—105, 1970 [2] *Г. В. Кривощеков* и др., Оптика и спектроскопия, т. 31, с. 116 (1971). [3] *Г. В. Кривощеков* и др., Автометрия, № 1, с. 89, 1971. [4] *Л. С. Телегин, А. С. Чиркин*, Квантовая электроника, т. 12, № 1, с. 166 (1985). [5] *Д. Л. Оганесян*, Изв. АН АрмССР, Физика, т. 24, вып. 5, с. 233 (1989). [6] *И. Херман, Б. Вильгельми*, Лазеры сверхкоротких световых импульсов, Мир, М., 1986. [7] *С. А. Аракелян* и др., Квантовая электроника, т. 8, № 7, с. 1576 (1981).