О НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ ГИРОТРОПНЫХ СРЕД

С.А. Ахманов, В.И. Жариков

1. Предметом настоящего письма является обсуждение особенностей распространения интенсивных световых волн в гиротропных средах. Недавние достижения в создании мощных источников в видимой и ультрафиолетовой областях спектра делают возможной постановку соответствующих опытов в средах, обладающих естественной оптической активностью. В нелинейной оптике гиротропной среды можно выделить, по крайней мере, два круга вопросов. С одной стороны, в сильных световых полях по-новому проявляются эффекты, связанные с пространственной дисперсией. Этот круг вопросов, который для краткости называется ниже "нелинейной гиротропией", включает в себя такие явления как нелинейное вращение плоскости поляризации, нелинейный круговой дихроизм и т.п. Изучение их может дать новую информацию о физических свойствах среды. С другой стороны, обычная, линейная, гиротропия может изменить характер протекания уже известных нелинейных эффектров. В особенности это относится к когерентным процессам (таким как генерация

гармоник, антистоксово комбинационное рассеяние и т.п.), для которых гиротропные свойства среды могут изменить условия оптимального взаимодействия. Наконец, интересным является изучение когерентных нелинейных эффектров в условиях, когда существенна "нелинейная гиротропия". Ниже развивается методика решения задач нелинейной оптики гиротропных сред и обсуждаются эффекты, относящиеся к обоим упомянутым классам; расчеты выполнены на примере оптически активных сред.

2. Уравнения нелинейной оптики гиротропной среды. Электромагнитные свойства среды будем описывать материальным уравнением вида

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j + \gamma_{ijk} \frac{\partial E_j}{\partial X_k} + \chi_{ijk} E_j E_k + \chi'_{ijkl} E_j \frac{\partial E_k}{\partial X_l} +$$

$$+ \theta_{ijkl} E_j E_k E_l + \Gamma_{ijklm} E_j E_k \frac{\partial E_l}{\partial X_m} . \qquad (1)$$

В (1) тензор γ_{ijk} описывает линейную гиротропию (см. [1, 2]), тензоры χ_{ijk} и χ'_{ijkl} – квадратичные по полю эффекты ($\chi'/\chi \sim d/\lambda$) и тензоры θ и Γ – эффекты, кубичные по полю ($\Gamma/\theta \sim d/\lambda$). Для описания волновых явлений в среде (1) удобно воспользоваться методом медленно меняющихся амплитуд (см. [3]). Представляя взаимодействующие волны в виде $\mathbf{E}_n = \mathbf{A}_n(\mu \mathbf{r}, \mu t) \exp i(\omega t - \mathbf{k r})$, можно получить приближенные уравнения для амплитуд $\mathbf{A}_n$, существенно более простые, нежели исходные уравнения Максвелла. Ниже мы ограничимся приближением геометрической оптики и немодулированными волнами; в рамках метода медленно меняющихся амплитуд не представляет труда провести обобщение, позволяющее учесть дифракцию и временну́ю немонохроматичность (см. [4]). Модуляция света в гиротропных средах была рассмотрена в [5].

3. "Нелинейная гиротропия". Для изотропной среды или кубического кристалла уравнение для комплексной амплитуды $\mathbf{A}$ при сделанных выше предположениях имеет вид:

$$(\mathbf{k} \vec{\nabla}) \mathbf{A} + a\mathbf{A} + \frac{\omega^2}{2c^2} f_0(\omega) [\mathbf{A k}] = i \frac{\omega^2}{2c^2} [\mathbf{k}^\circ [\mathbf{K}^\circ \mathbf{D}^{\text{нл}}(\omega)]]. \qquad (2)$$

Здесь $f_0(\omega)$ – константа гирации, $a = \frac{\omega^2}{2c^2} I_m \epsilon(\omega)$, $\mathbf{D}^{(\text{нл})}(\omega)$ – Фурье-компонента нелинейной индукции на частоте ω, $\mathbf{k}^\circ$ – единичный вектор вдоль $\mathbf{k}$. В монохроматическом поле Фурье-компонента $\mathbf{D}^{(\text{нл})}(\omega)$ может появиться лишь за счет двух последних членов в (1).

К нелинейной гиротропии приводит, очевидно, в первую очередь, последний член в (1); в изотропной среде ему можно придать вид

$D^{(нл)} = i f_2(\omega)\, (\mathbf{A}\mathbf{A}^*)\, [\mathbf{A}\,\mathbf{k}]$. Подставляя это выражение в (2), направляя ось z по нормали к границе среды и представляя $\mathbf{A}$ в виде $\mathbf{A} = \mathbf{e}_x A_x + \mathbf{e}_y A_y$, вместо (2) получаем систему

$$\begin{cases} \dfrac{dA_x}{dz} = -\rho_0 A_y - i\eta_0 A_y - \delta_0 A_x - \rho_2 (\mathbf{A}\mathbf{A}^*) A_y - i\eta_2 (\mathbf{A}\mathbf{A}^*) A_y \\[2ex] \dfrac{dA_y}{dz} = \rho_0 A_x + i\eta_0 A_x - \delta_0 A_y + \rho_2 (\mathbf{A}\mathbf{A}^*) A_x + i\eta_2 (\mathbf{A}\mathbf{A}^*) A_x, \end{cases} \tag{3}$$

где $\rho_{0,2} = \dfrac{\omega^2}{2c^2 \cos \mathbf{k}\hat{\mathbf{z}}} Re\, f_{0,2}(\omega)$; $\quad \eta_{0,2} = \dfrac{\omega^2\, I_m f_{0,2}(\omega)}{2c^2 \cos \mathbf{k}\hat{\mathbf{z}}}$;

$$\delta_0 = \frac{a}{K \cos \mathbf{k}\hat{\mathbf{z}}}.$$

Из (3) видно, что члены с ρ_2, η_2 приводят к тем же эффектам, что и члены с ρ_0, η_0, описывающие линейную гиротропию, однако зависимость от поля приводит в первом случае к ряду особенностей. Если в линейной среде $(\eta_2 = \rho_2 = 0)$ вращение линейно поляризованной на входе волны $(A_x(0) = A_{x0},\ A_y(0) = 0)$ происходит по закону $A_x = A_{x0} \cos \rho_0 z$, $A_y = A_{x0} \sin \rho_0 z$, а мерой дихроизма является эллиптичность, определяемая отношением

$$\frac{M}{W} = \frac{1}{i} \frac{A_x A_y^* - A_y A_x^*}{|A_x|^2 + |A_y|^2} = th\, 2\eta_0 z \quad , \tag{4}$$

то в среде с ρ_2, $\eta_2 \neq 0$ вращение и величина M/W являются сложными функциями координаты. Вращение определяется выражением $\rho_0 z + \rho_2 I$, а затухание противоположно поляризованных циркулярно-поляризованных волн $\delta_0 z + \eta_2 I$ (при $\eta_0 = 0$), где

$$I = \frac{1}{2\eta_2} \ln \mathrm{tg} \left[\frac{\pi}{4} + \frac{\eta_2 |A_{x0}|^2}{2\delta_0} \left(1 - e^{-2\delta_0 z}\right) \right].$$

Возможна ситуация, когда тензор γ_{ijk} не приводит к вращению а Γ_{ijklm} дает вращение (ср. [6]).

Хотя член с тензором θ_{ijkl} непосредственно не связан с пространственной дисперсией, его учет в гиротропной среде может также привести к нелинейному вращению. Согласно [7] общий вид соответствующей части $D_i^{(нл)}(\omega)$ имеет вид: $D_i^{(нл)}(\omega) = aA_i(\mathbf{A}\mathbf{A}^*) + bA_i^*(\mathbf{A}\mathbf{A})$. Подставляя это выражение в уравнения типа (3), нетрудно убедиться, что в дихроичной среде возникает дополнительное вращение **линейно** поляризованной на входе волны, пропорциональное $\omega^2/(c^2 \cos \mathbf{k}\hat{\mathbf{z}})\,\eta_0 |A_{x0}|^2 z^2$ (дополнительное вращение **эллиптически** поляризованной на входе волны возникает и при $\eta_0 = 0$, на это впервые указано в [7], в применении к волнам в плазме этот эффект рассмотрен в [10]). Определенную роль может играть также нелинейное изменение длины волны за счет члена с θ, приводящее к изменению параметра пространственной дисперсии.

4. Пространственная дисперсия в когерентных нелинейных процессах. В заключение мы обсудим кратко особенности протекания нелинейных волновых взаимодействий при наличии пространственной дисперсии. Рассмотрим генерацию второй гармоники циркулярно-поляризованной волной в кристалле класса Т-23 (к этому классу относится описанный недавно кристалл $Bi_{12}GeO_{20}$, обладающий высокой оптической активностью, см. [8]). Если волна основного излучения распространяется вдоль направления [111] и является право поляризованной, то волна гармоники оказывается лево поляризованной, а компоненты ее амплитуды имеют вид:

$$A_x = \beta A_0^2 \; e^{i\rho_0(2\omega)z} \; \frac{[e^{i(\Delta k - \rho_\Sigma)z} - 1]}{\Delta k - \rho_\Sigma}; \quad A_y = iA_x. \tag{5}$$

Здесь $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega)$; $\rho_\Sigma = \rho_0(2\omega) + 2\rho_0(\omega)$. Таким образом, если $\Delta k = \rho_\Sigma$ то амплитуда гармоники линейно нарастает с расстоянием, как и в условиях точного фазового синхронизма. Последнее означает, что пространственная дисперсия может позволить в принципе скомпенсировать расстройку фазовых скоростей и резко увеличить эффективность нелинейного процесса. Хотя в случае генерации гармоник получение точной компенсации, во всяком случае, с имеющимися сейчас материалами, затруднительно (типичные значения отношения $[k(2\omega) - 2k(\omega)]/\rho_\Sigma \sim$ $\sim 10 \div 15$, к аналогичному выводу приходят и авторы [9], рассмотревшие случай *линейной поляризации основного излучения*), пространственная дисперсия может существенно изменить характер возбуждения антистоксовых компонент вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Действительно, здесь пространственная дисперсия способна полностью скомпенсировать сравнительно небольшие волновые расстройки $\Delta k = 2k_л - k_c - k_a$ ($\rho_\Sigma = 2\rho(\omega_л) + \rho(\omega_c) + \rho(\omega_a)$ для волн соответствующих поляризаций). Таким образом, возникает возможность эффективного возбуждения антистоксовых компонент в оптически активных средах в направлении лазерного луча; последнее может существенно изменить волновую картину ВКР и резко поднять интенсивность антистоксовых компонент. Аналогичным образом такая компенсация может быть использована и при других взаимодействиях; наиболее эффективна она для взаимодействий с малыми Δk, в частности, для четырехфотонного параметрического усиления.

Физический факультет
Московского
Государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
1 июля 1967 г.

Литература

[1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М. 1957.
[2] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М. 1965.
[3] С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, М. 1964.
[4] С.А. Ахманов, Изв. АН БССР, № 4, 1965.
[5] В.И. Жариков, Доклад на всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь 1966.
[6] А.Г. Молчанов, ФТТ, 8, 1156, 1966.
[7] P. Maker, R. Terhune, C. Savage. Phys. Rev. Lett., 12, 507, 1964.
[8] P. Lenzo, E. Spencer, A. Ballman. Appl. Optics, 5, 10, 1688, 1966.
[9] H. Rabin, P. Bey. Phys. Rev., 1967 (в печати).
[10] В.Н. Цытович, А.Б. Шварцбург. Письма ЖЭТФ, 3, 105, 1966.