Краткие сообщения по физике № 4-1987 г.

УДК 535.375

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН

С.Ф. Григорьев, О.П. Заскалько

Построена теория стационарного вынужденного рассеяния света для произвольных эллиптических поляризаций как возбуждающей, так и стоксовой волн. Изучены эффективность преобразования возбуждающего излучения в стоксовую волну и изменение состояния поляризации взаимодействующих волн. Предложен метод, позволяющий по прецессии эллипса поляризации стоксовой волны определять за один лазерный импульс как константу усиления, так и ширину полосы усиления вынужденного рассеяния.

Нелинейная теория встречного вынужденного рассеяния (ВР) света построена для линейных поляризаций взаимодействующих волн /1/. Поляризационные свойства ВР назад исследовались лишь в отсутствие истощения волны накачки /2,3/. Влияние поляризации световых волн на попутное ВР с учетом возможного истощения накачки рассматривалось в /4/ применительно к ВКР только для случая точного резонанса биений световых полей с молекулярными колебаниями.

В настоящей работе развита теория попутного и встречного ВР эллиптически поляризованных световых волн При этом учитывается истощение накачки и возможность отстройки частоты биений световых волн от резонанса с возбуждениями среды.

Рассмотрим слои оптически изотропной среды толщиной l, расположенный перпендикулярно некоторой оси z. Пусть стационарная монохроматическая накачка входит со стороны границы $z = 0$ и стоксовая волна падает на среду либо со стороны границы $z = 0$, либо $z = l$ и распространяется соответственно попутно или навстречу накачке. Для описания процесса ВР воспользуемся следующими уравнениями для медленно меняющихся комплексных амплитуд волны накачки E_L и стоксовой волны $E_{\sigma S}$:

$$\begin{aligned} \partial E_L/\partial z &= i(\omega_L/2cn)\,\delta\epsilon^* E_{\sigma S}, \\ \partial E_{\sigma S}/\partial z &= i\sigma(\omega_S/2cn)\,\delta\epsilon E_L, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\sigma = -1$ соответствует встречному рассеянию, $\sigma = 1$ – попутному. Уравнение для бегущей решетки диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$ может быть получено в случае ВРМБ из линеаризованных уравнений гидродинамики для возмущений плотности, а в случае ВКР из уравнений движения колебательной координаты молекулы. Для этих и других скалярных типов ВР в приближении стационарных амплитуд взаимодействующих световых волн уравнение для $\delta\epsilon$ имеет следующую структуру:

$$\delta\epsilon = -iG\epsilon_0 c^2 E_L^* E_{\sigma S}/8\pi\omega(1 + i\Delta), \tag{2}$$

где G – константа усиления; $\Delta = (\omega_L - \omega_S - \Omega_0)/\Gamma$ – безразмерная отстройка частоты биений световых волн $\omega_L - \omega_S$ от резонансной частоты возбуждений среды Ω_0; Γ – полуширина полосы усиления соответствующего типа ВР. Например, для ВРМБ Ω_0 и $(2\Gamma)^{-1}$ – соответственно частота и время затухания свободной гиперзвуковой волны.

Из системы уравнений (1) и (2) можно получить уравнения для интенсивностей I_L, $I_{\sigma S}$ и параметров Стокса (см., напр., /5/) $\vec{\xi}_L = (\xi_{1L}, \xi_{2L}, \xi_{3L})$, $\vec{\xi}_S = (\xi_{1S}, \xi_{2S}, \xi_{3S})$ соответственно волны накачки и рассеянной волны:

$$\partial I_L/\partial z = -BI_L I_{\sigma S}(1+\vec{\xi}_L\vec{\xi}_{\sigma S}) = -\sigma\partial I_{\sigma S}/\partial z,$$
$$\partial(I_L\vec{\xi}_L)/\partial z = -BI_L I_{\sigma S}(\vec{\xi}_L+\vec{\xi}_{\sigma S}) - AI_L I_{\sigma S}\vec{\xi}_{\sigma S}\times\vec{\xi}_L, \tag{3}$$
$$\sigma\partial(I_{\sigma S}\vec{\xi}_{\sigma S})/\partial z = BI_L I_{\sigma S}(\vec{\xi}_L+\vec{\xi}_{\sigma S}) + AI_L I_{\sigma S}\vec{\xi}_{\sigma S}\times\vec{\xi}_L,$$

где $B = G/2(1+\Delta^2)$, $A = B\Delta$.

Особенностью системы уравнений (3) является существование, наряду с очевидным $N = I_L + \sigma I_{\sigma S}$, нового интеграла движения $M = \vec{\xi}_L I_L + \sigma\vec{\xi}_{\sigma S} I_{\sigma S}$, что является отражением скалярного характера возмущения диэлектрической проницаемости среды. После подстановки интегралов N и M в систему (3) она распадается на независимые уравнения для I_L, $I_{\sigma S}$, $\vec{\xi}_L$, $\vec{\xi}_{\sigma S}$:

$$\partial I_L/\partial z = -2B\sigma[M^2/4 - (I_L - N/2)^2],$$
$$\partial\vec{\xi}_L/\partial z = A\sigma\vec{\xi}_L\times M - B\sigma(M - \vec{\xi}_L(\vec{\xi}_L M)), \tag{4}$$
$$\partial\vec{\xi}_{\sigma S}/\partial z = A\sigma\vec{\xi}_{\sigma S}\times M + B\sigma(M - \vec{\xi}_{\sigma S}(\vec{\xi}_{\sigma S}M)).$$

Это позволяет полностью проинтегрировать систему (3). Так, для интенсивности волны накачки (в случае $\vec{\xi}_L\vec{\xi}_{\sigma S} \neq -1$) имеем следующее выражение:

$$|I_L(z) - (N+M)/2| = C|I_L(z) - (N-M)/2|\exp(2BM\sigma z), \tag{5}$$

где $M = |\mathbf{M}|$, а константа C определяется граничными условиями. Вектор $\vec{\xi}_L(z)$ может быть записан следующим образом:

$$\vec{\xi}_L(z) = m\,\mathrm{th}(BM\sigma(z_0 - z)) + [m\times e_0\cos(AM\sigma z) + e_0\sin(AM\sigma z)]/\mathrm{ch}(BM\sigma(z_0 - z)), \tag{6}$$

где $m = M/M$; $e_0 = \vec{\xi}_L(0)\times m/|\vec{\xi}_L(0)\times m|$ — единичные векторы; $z_0 = (1/2BM\sigma)\ln[(1+\vec{\xi}_L(0)m)/(1-\vec{\xi}_L(0)m)]$. Аналогичные выражения получаются для $I_{\sigma S}$ и $\vec{\xi}_{\sigma S}$.

В случае попутного рассеяния ($\sigma = 1$) постоянные N и M непосредственно выражаются через граничные условия: $N = I_L(0) + I_{1S}(0)$, $M = I_L(0)\vec{\xi}_L(0) + I_{1S}(0)\vec{\xi}_{1S}(0)$. Тогда для коэффициента преобразования $\eta = 1 - I_L(l)/I_L(0)$ и векторов $\vec{\xi}_L(l)$ и $\vec{\xi}_{1S}(l)$ в пределе $l\to\infty$ получаем $\eta = (1-\beta)/2 + [(1-\beta)^2 + 2\beta(1 + \vec{\xi}_L(0)\vec{\xi}_{1S}(0))]^{1/2}/2$ при $\vec{\xi}_L(0)\vec{\xi}_{1S}(0) \neq -1$ и $\eta = 0$ при $\vec{\xi}_L(0)\vec{\xi}_{1S}(0) = -1$, где $\beta = I_{1S}(0)/I_L(0)$. При этом $\vec{\xi}_L \to -m$, $\vec{\xi}_{1S}\to m$, т.е. в процессе ВР состояния поляризации становятся ортогональными, вследствие чего $\eta < 1$ (за исключением случая $\vec{\xi}_L(0) = \vec{\xi}_{1S}(0)$). Аналогичный результат в частном случае $\Delta = 0$ был получен в работе /4/.

Для встречного рассеяния граничные условия для накачки и стоксовой волны заданы на разных границах. Поэтому N и M можно найти из системы четырех трансцендентных уравнений, которая получается после подстановки $I_L(l)$ и $\vec{\xi}_L(l)$ из (5), (6) в приведенные выше выражения для этих интегралов. В приближении слабого истощения накачки $M \approx \vec{\xi}_L(0)I_L(0)$, $N \approx I_L(0)$ и для вектора $\vec{\xi}_{-1S}(0)$ получаем:

$$\vec{\xi}_{-1S}(0) = \vec{\xi}_L(0)\,\mathrm{th}(BI_L(0)(l - z_0)) + \frac{\vec{\xi}_L(0)\times e_1\cos(AI_L(0)l) + e_1\sin(AI_L(0)l)}{\mathrm{ch}(BI_L(0)(l+z_0))}, \tag{7}$$

где $e_1 = \vec{\xi}_{-1S}(l)\times\vec{\xi}_L(0)/|\vec{\xi}_{-1S}(l)\times\vec{\xi}_L(0)|$; $z_0 = (1/2BI_L(0))\ln[(1+\vec{\xi}_{-1S}(l)\vec{\xi}_L(0))/(1-\vec{\xi}_{-1S}(l)\cdot\vec{\xi}_L(0))]$.

В заключение отметим, что второе слагаемое в формулах (6), (7) в случае ненулевой отстройки частоты $\Delta \neq 0$ отвечает прецессии эллипса поляризации волны. Это позволяет на опыте, фиксируя изменение интенсивности и состояния поляризации, например, стоксовой волны или волны накачки, определять как константу усиления G, так и величину Δ. В результате при известном значении Ω_0 (определяемом независимо) можно измерить величину полуширины полосы усиления Г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tang C. L. J. Appl. Phys., 37, 2445 (1966).
2. Баранова Н. Б. и др. Квантовая электроника, 4, 844 (1977).
3. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. ЖЭТФ, 75, 428 (1978).
4. Бельдюгин И. М., Земсков Е. М. Квантовая электроника, 4, 1114 (1977).
5. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., Наука, 1979, с. 43.

Поступила в редакцию 19 декабря 1986 г.