Краткие сообщения по физике № 11-1990 г.

УДК 535.375.539.2

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТА В УСЛОВИЯХ КРИТИЧЕСКОЙ ЭКСТИНКЦИИ

Г.А. Ляхов, Е.Р. Сатыев, Ю.П. Свирко

Рассчитаны параметры самофокусировки (СФ) светового пучка в предпереходной области неупорядоченной фазы, когда светоиндуцированные изменения показателя преломления обусловлены его зависимостью от среднего параметра порядка. Показано, что ослабление интенсивности, вызванное рассеянием на флуктуациях упорядоченности, выделяет три характерные области в температурной зависимости пороговой мощности СФ.

Возможности оптических методов измерения термодинамических параметров, описывающих фазовые переходы (ФП), ограничены узостью температурного интервала, где они существенны, и критической опалесценцией, которая разрушает когерентность оптического отклика. Интересен поэтому поиск эффектов, температурные аномалии которых проявляются сравнительно далеко от точки ФП, вне области Гинзбурга /1/. Чтобы показать возможность такого рода аномалий обратимся к самовоздействию света.

С приближением к температуре ФП кубическая восприимчивость среды возрастает как $(T - T_c)^{-1}$ в приближении Ландау /2/, но при $T \to T_c$ растет и спонтанное рассеяние, снижая эффективность когерентного отклика. Конкуренция этих процессов дает основание для поиска температурных особенностей, достаточно удаленных от T_c.

Рассмотрим самофокусировку (СФ) световой волны в среде вблизи фазового перехода изотропная жидкость – жидкий кристалл; исходим из разложения Ландау /2/ плотности свободной энергии F по степеням параметра порядка η:

$$F = F_0 + a(T_c - T)\eta^2 + b\eta^4 + (1/2)g(\nabla\eta)^2 - (1/8\pi)(\delta\epsilon/\delta\eta)\mathbf{EE}^*\eta, \tag{1}$$

где a, b, g – положительные константы. Из соответствующего (1) уравнения Ландау – Халатникова в стационарных условиях (длительность светового импульса $\tau_p > \gamma/2a\Delta T$, где $\Delta T = T - T_c$, γ – коэффициент вязкости) амплитуда A $(\mathbf{r}, z)$ световой волны $E = A\exp(i\omega t - ikz)$ + к.с. в параболическом приближении удовлетворяет уравнению

$$\delta A/\delta z + (\sigma/2)A = -(i/2k)[\nabla_\perp^2 + (\delta\epsilon/\delta\eta)^2|A|^2/(16\pi a\Delta T)]A, \tag{2}$$

где σ – зависящий от ΔT коэффициент экстинкции, учитывающий потери энергии на рассеяние, $\nabla_\perp^2$ – поперечный лапласиан. Считая световую волну частично когерентной, перейдем от (2) к уравнению для поперечной корреляционной функции $\Gamma = \langle A(\mathbf{r}_1, z)A^*(\mathbf{r}_2, z)\rangle$. В приближении гауссовой статистики /3/ получаем:

$$\delta\Gamma/\delta z + \sigma\Gamma = ik[\delta^2\Gamma/\delta\mathbf{R}\delta\vec{\rho} - (\delta\epsilon/\delta\eta)^2\{I(\mathbf{r}_1) - (I(\mathbf{r}_2))\Gamma/(16\pi a\Delta T)], \tag{3}$$

где $\mathbf{R} = (1/2)(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$, $\vec{\rho} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, $I(\mathbf{R}) = \Gamma(\mathbf{R}, 0, z)$.

Полагая, что световой пучок на входе в среду имеет гауссов профиль, и представляя функцию Γ в виде $\Gamma(\mathbf{R}, \vec{\rho}, z) = I_0 A(z)\exp[-B(z)R^2/r_0^2 - C(z)\rho^2/c_0^2 - iD(z)\mathbf{R}\vec{\rho}]$ (r_0, c_0 – входные радиусы пучка и когерентности падающего пучка), в приосевом приближении /3/ для функций A, B, C, D получаем систему:

$$A' + k\sigma A = - AD, \quad (\ln B)' = (\ln C)' = - 2D, \tag{4}$$

$$D' = - D^2 + 4BC/r_0^2 c_0^2 + k^2 I_0 (\delta\epsilon/\delta\eta)^2 \ AB/8\pi r_0 a\Delta T,$$

причем $A(0) = B(0) = C(0) = 1$, $D(0) = 0$. Штрих отмечает производную по координате распространения kz. Система (4) сводится к уравнению для нормированного радиуса пучка $u = B^{-1/2}$:

$$u'' u^3 = l_e^{-2}(z), \tag{5}$$

где $l_e^{-2}(z) = l_0^{-2} - l_n^{-2} \exp(-\sigma z)$ – эффективная дифракционная длина, $l_0 = kr_0 c_0/2$, $l_n^{-2} = I_0 (\delta\epsilon/\delta\eta)^2/(8\pi \times \times r_0^2 a\Delta T)$.

Решение (5) с граничными условиями $u(0) = 1$, $u'(0) = 0$ получим усреднив $l_e^{-2}(z)$ по длине кюветы l; эта процедура дает точное описание предельных случаев как сильного $(\sigma l \to \infty)$, так и слабого $(\sigma l \to 0)$ рассеяния. Детали расчета изложены в /4/. В результате критическая интенсивность излучения I_c, при которой нелинейность компенсирует дифракцию $(l_e^{-2} \to 0)$, равна:

$$I_c = 8\pi r_0^2 a\Delta T (1 - \exp(-\sigma l))/(l_0^2 (\delta\epsilon/\delta\eta)^2 \sigma l). \tag{6}$$

Температурную зависимость ее определяет коэффициент экстинкции $\sigma(\Delta T)$:

$$\sigma = \int \mathbf{E}_s^2 r^2 d\Omega / \int \mathbf{E}^2 dV, \tag{7}$$

где E_s^2 – интенсивность спонтанного рассеяния в элемент телесного угла $d\Omega$. Используя полученную из (1) спектральную плотность флуктуаций параметра порядка, $\langle \eta_\kappa^2 \rangle = k_B T/V (a\Delta T + g\kappa^2)$, где V – объем рассеивающей среды, k_B – постоянная Больцмана, и расчет корреляционной функции $\Gamma(\mathbf{R}, \vec{\rho}, z)$, во фраунгоферовом приближении получаем из (7):

$$\sigma = (k_B T\pi k^2/4g)(\delta\epsilon/\delta\eta)^2 \ln(1 + 4gk^2/a\Delta T). \tag{8}$$

Таким образом, критическая мощность излучения $\tilde{P} = P_c/P_0 = cI_c r_0^2/8$ имеет следующую зависимость от нормированной температуры $\tau = a\Delta T/4gk^2$ (рис. 1):

$$\tilde{P} = \tau \ln(1 + \tau^{-1}) / [1 - (1 + \tau^{-1})^{-\mu}], \tag{9}$$

где $P_0 = 4\pi k^2 lc (k_B T)$, $\mu = \pi k^2 l (k_B T/4g)(\delta\epsilon/\delta\eta)^2$. При $\tau \gg 1$ $\tilde{P} \to \tau/\mu$, при $\tau \to 0$ $\tilde{P} \to - \tau \ln \tau$, то есть кри-

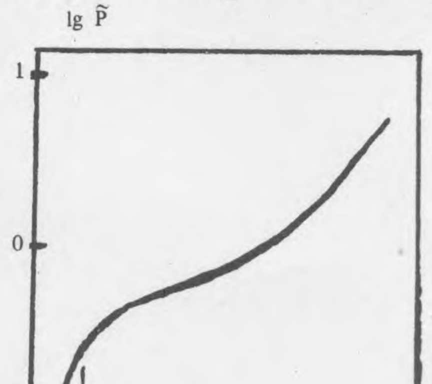

Рис. 1. Зависимость нормированной пороговой мощности СФ $\tilde{P}$ от температурной отстройки τ; нормированная длина среды $\mu \approx 80$; τ_G – температура Гинзбурга.

тическая опалесценция лишь незначительно снижает скорость убывания $\tilde{P}$ при $\tau \to 0$, однако в окрестности $\tau \sim 1$ характер зависимости $\tilde{P}(\tau)$ существенно изменяется.

Возможность измерения зависимости $\tilde{P}(\tau)$ в области $\tau \sim 1$ и адекватность проведенного описания СФ на основе разложения (1) связаны с выполнением критерия Гинзбурга, согласно которому разложение Ландау справедливо при $\tau > \tau_G = (k_B T_c b/4\pi g^2 k)^2$.

Подстановка типичных значений $b \sim 10^7$ эрг/см^3, $g = 10^{-6}$ эрг/см, $k = 10^5$ см$^{-1}$ дает $\tau_G \sim 10^{-1}$, т.е. найденная особенность в зависимости $P(\tau)$ лежит вне области Гинзбурга.

Таким образом, исследование предпереходного самовоздействия света позволяет определить параметры a, b, g при заметных температурных отстройках от T_c. Отмеченная особенность нелинейного отклика в окрестности фазового перехода является общей и должна проявляться вне зависимости от механизма нелинейности и типа фазового перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. ФТТ, 2, 2031 (1960).
2. Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика, М., Наука, 1979.
3. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., Наука, 1981.
4. Ляхов Г. А., Сатыев Е. Р., Свирко Ю. П. Препринт ИОФАН № 38, М., 1990.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 10 сентября 1990 г.