[6] Artemyev A.N., Akhmedzhanov S.M., Buzulukov YU.P. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. 1987. V. A261. N 1.2. P. 18–21.
[7] Родный П.А., Гуссар В.А. // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. В. 4. С. 943–945.
[8] Smith J.A., Pong W. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 12. P. 5931–5936.
[9] Inouye C.S., Pong W. // Phys. Rev. B. 1977. V. 5. N 4. P. 2265–2272.
[10] Kunz A.B. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2056–2069.
[11] Metzger P.H. // J. Phys. Chem. Solids. 1965. V. 26. N 12. P. 1879–1887.
[12] Watanabe M., Ejiri A., Yamoshita H. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 4. P. 1085–1091.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию 11 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8 26 апреля 1989 г.

01; 02; 05.2; 11

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В МИКРОСКОПИЧЕСКОМ СЛОЕ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

В.Г. Бордо

Наличие диэлектрического переходного слоя на границе раздела сред в условиях, когда собственная частота его колебаний попадает в область частот поверхностных поляритонов (ПП), приводит к появлению щели в спектре ПП [1]. Ширина щели зависит от характеристик слоя, что дает возможность определять их из закона дисперсии ПП. Однако для диэлектриков и полупроводников область существования ПП ограничена окрестностью частоты какого-либо элементарного возбуждения кристалла (оптического фонона, экситона и т.д.) [2]. В данной работе мы рассмотрим поляритонную ветвь, обусловленную наличием переходного слоя и существующую вне зоны частот ПП для граничащих сред.

Пусть на границе раздела между изотропными средами I ($z > 0$, $\varepsilon = \varepsilon_1 > 0$) и II ($z < 0$, $\varepsilon = \varepsilon_2 > 0$) имеется изотропный в плоскости $z = 0$ микроскопический слой атомов.[1] Найдем решение уравнений Максвелла, отвечающее поверхностной Н–волне. Положим для определенности, что волна распространяется вдоль оси x; тогда $\vec{\mathcal{H}} = (0, \mathcal{H}_y, 0)$, $\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}_x, 0, \mathcal{E}_z)$. Компоненты полей и вектора поляризации слоя $\vec{\mathcal{P}}$ имеют вид

$$\mathcal{F} = F(z)\exp(-i\omega t + ikx),$$

где ω и k – частота и волновой вектор ПП, а амплитуды полей находятся из уравнений Максвелла

$$H_y^{(1)}(z) = H_y^{(1)}(0)\exp(-\varkappa_1 z), \quad z > 0,$$
$$H_y^{(2)}(z) = H_y^{(2)}(0)\exp(\varkappa_2 z), \quad z < 0$$

и аналогично для E_x и E_z. Здесь $\varkappa_i = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_i\right)^{1/2}$, $\mathrm{Re}\,\varkappa_i > 0$, $i = 1, 2$. Чтобы определить закон дисперсии ПП, рассмотрим граничные условия при $z = 0$:

$$H_y^{(1)}(0) - H_y^{(2)}(0) = 4\pi i\frac{\omega}{c}P_x, \tag{1}$$

$$E_x^{(1)}(0) - E_x^{(2)}(0) = 0. \tag{2}$$

В условии (1) учтен поверхностный ток смещения, причем поляризация слоя $\vec{P}$ определена как поверхностная плотность дипольного момента. Из уравнения Максвелла $\mathrm{rot}\,\vec{\mathcal{H}} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathcal{D}}}{\partial t}$ следует, что

$$\varkappa_1 H_y^{(1)}(0) = -i\frac{\omega}{c}\varepsilon_1 E_x^{(1)}(0),$$

$$\varkappa_2 H_y^{(2)}(0) = i\frac{\omega}{c}\varepsilon_2 E_x^{(2)}(0).$$

Отсюда, используя (1) и (2), получаем

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{\varkappa_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2}\right)E_x = -4\pi P_x, \tag{3}$$

где $E_x \equiv E_x^{(1)}(0) = E_x^{(2)}(0)$.

Дальнейшие соотношения зависят от модели переходного слоя. Пусть слой представляет собой двумерный атомный газ; тогда

---

[1] В работе [3] для аналогичной системы предсказана возможность самоиндуцированной прозрачности для ультракоротких импульсов излучения, распространяющихся по поверхности. Заметим, что в [3] ε_1 и ε_2 имеют разные знаки.

$P_x = N\alpha E_x$, где N – поверхностная плотность числа атомов в слое, $\alpha(\omega) \equiv \alpha_{xx}(\omega) = \alpha_{yy}(\omega)$ – компонента тензора динамической поляризуемости атома. Из уравнения (3) следует дисперсионное соотношение для ПП

$$\frac{\varepsilon_1}{\varkappa_1} + \frac{\varepsilon_2}{\varkappa_2} = -4\pi N\alpha. \tag{4}$$

Для двухуровневого атома в резонансном приближении

$$\alpha(\omega) = \frac{d_x^2}{\hbar}\,\frac{1}{\omega_0 - \omega - i\Gamma/2}, \tag{5}$$

где ω_0 и d_x – частота и x – компонента дипольного момента перехода, Γ – ширина возбужденного состояния.

Будем считать, что k – вещественная величина, а $\omega = \omega' - i\omega''$ – комплексная. При таком описании ω'' имеет смысл обратного времени жизни ПП. Из условий $Re\,\varkappa_i > 0$ и формул (4) и (5) следует, что ПП может существовать только в области $\omega' > \omega_0$. Положим для простоты, что среда I – вакуум ($\varepsilon_1 = 1$), а частота ω_0 значительно превосходит частоты элементарных возбуждений, дающих вклад в диэлектрическую проницаемость среды II ($\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty$). Тогда область существования ПП ограничена неравенством $\omega' < kc/\sqrt{\varepsilon_\infty}$. При неучете запаздывания $k \gg \omega'\sqrt{\varepsilon_\infty}/c$ и из (4) получается закон дисперсии

$$\omega' = \omega_0 + \frac{Ak}{\varepsilon_\infty + 1}, \qquad \omega'' = \frac{\Gamma}{2},$$

где $A = 4\pi N d_x^2/\hbar$. В области $k \gtrsim \omega'\sqrt{\varepsilon_\infty}/c$ введем комплексную расстройку $\Delta = \Delta' + i\Delta'' \equiv \omega - \omega_0$ и используем условие резонанса: $|\Delta| \ll \omega_0$. Ограничиваясь в уравнении (4) членами не выше первого порядка по Δ и разделяя вещественную и мнимую части, получим

$$\Delta' = \frac{A}{2}\left(\frac{1}{\sqrt{k^2 - k_0^2}} + \frac{A}{\omega_0}\,\frac{k_1^2}{k^2 - k_1^2}\right)^{-1},$$
$$\Delta'' = -\frac{\Gamma}{\sqrt{k^2 - k_0^2}}\left(\frac{1}{\sqrt{k^2 - k_0^2}} + \frac{A}{\omega_0}\,\frac{k_1^2}{k^2 - k_1^2}\right)^{-1}, \tag{6}$$

где $k_0 \equiv \omega_0/c$, $k_1 \equiv \omega_0\sqrt{\varepsilon_\infty}/c$. Заметим, что с увеличением k отношение

$$\frac{\omega''}{\omega' - \omega_0} = \frac{\Gamma}{A\sqrt{k^2 - k_0^2}}$$

уменьшается. Область применимости выражений (6) определена неравенством $|\Delta| \ll \omega_0$, которое выполняется при $k \ll 2\omega_0/A$ (мы учли, что $A \ll c$).

Таким образом, показано, что в условиях резонанса с атомами, находящимися на границе раздела, может существовать поверхностный поляритон, даже если граничащие среды имеют диэлектрические проницаемости одного знака.

Список литературы

[1] Agranovich V.M., Mal'shukov A.G. // Opt. Comm. 1974. V. 11. N 2. P. 169–171.

[2] Агранович В.М. // УФН. 1975. Т. 115. В. 2. С. 199–237.

[3] Агранович В.М., Рупасов В.И., Черняк В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 4. С. 196–199.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
2 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8 26 апреля 1989 г.

03; 05.3

ИЗМЕРЕНИЯ ВЯЗКОУПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ ГОЛУБЫХ ФАЗ

М.Д. Мхатвришвили, Г.С. Чилая, З.М. Элашвили

В работе впервые измерены величины вязкости и сдвиговой упругости непосредственно в голубой фазе. Штегемейер и Полманн [1] при измерении в капиллярах вискозиметре определили высокий пик значения кинематической вязкости в голубой фазе (ГФ). Однако узкий температурный интервал ГФ им не позволил измерить конкретную величину вязкости. Сдвиговые вязкоупругие характеристики измерялись также в работах [2–4].

В настоящей работе использовались смеси нематического жидкого кристалла Н-(4-бутоксибензилиден)-4-Н-бутиламилина (БББА) с немезогенным тигогенин капринатом (ТК), в которых наблюдалась широкотемпературная голубая фаза [5, 6]. В смеси БББА с ТК, начиная с концентрации ТК 13.5 до 16%, наблюдается только ГФ I, в интервале концентрации 16–21% ГФ I и ГФ II и при концентрациях более 21% наблюдаются все три промежуточные фазы.

Вязкоупругие свойства ГФ нами измерялись на модифицированном вискозиметре Тсуда с плоским капилляром [7]. Вязкость вычислялась