Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 4, стр. 244 – 248 *20 августа 1979 г.*

ПОЛЯРИТОНЫ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Л.В.Келдыш

Показано, что в полупроводниковых пленках, толщина которых меньше эффективного радиуса экситонов, а диэлектрическая проницаемость много больше диэлектрической проницаемости окружающей пленку среды, силы осцилляторов экситонов резко возрастают с уменьшением толщины пленки. В окрестности экситонных линий при этом увеличивается отражательная способность пленки и создаются условия для распространения локализованных вблизи пленки электромагнитных волн-поляритонов.

В предыдущей работе [1] показано, что в достаточно тонких полупроводниковых пленках, диэлектрическая проницаемость которых ϵ значительно превышает диэлектрическую) проницаемость подложки увеличивается (по сравнению с массивными образцами того же полупроводника) кулоновское взаимодействие между зарядами, если расстояние между ними превышает толщину пленки d. При $d << a_0 \equiv \epsilon \hbar^2 (me^2)^{-1}$ (e и $\hbar$ – заряд электрона и постоянная Планка, m – приведенная масса электрона и дырки), это приводит к увеличению энергии связи $\mathcal{E}_0(d)$ и уменьшению эффективного радиуса a экситонов Ванье – Мотта

$$\mathcal{E}_0(d) = \frac{e^2}{\epsilon d} \left\{ \ln \left[\left(\frac{2\epsilon}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^2 \frac{d}{a_0} \right] - 0{,}8 \right\} , \qquad (1)$$

$$a = \frac{1}{2}\sqrt{a_0 d}\,. \qquad (2)$$

Индексами 1 и 2 здесь и далее обозначаются величины, относящиеся к полупространствам с обеих сторон от пленки. Экситоны в такой ситуации практически двумерны. Для рассматриваемых ниже дипольно-активных экситонов интенсивность оптического перехода определяется величиной $|\phi(0)|^2$, где $\phi(\mathbf{r})$ – волновая функция относительного движения электрона и дырки [2]. Очевидно $|\phi(0)|^2$ обратно пропорционально "объему экситона", т. е. в силу (2) $|\phi(0)|^2 \sim a^{-2} \sim (a_0 d)^{-1}$. Таким образом при уменьшении d наряду с увеличением энергии связи экситонов возрастает и соответствующая им сила осциллятора. С учетом этих соображений вклад экситонного перехода в электромагнитный отклик пленки на поле с частотой ω и проекцией волнового вектора на плоскость пленки $\mathbf{k}$ может быть охарактеризован наведенной плотностью тока $\mathbf{j}$

$$j_\alpha(\mathbf{k}, \omega; z) = -i\omega\Lambda_{\alpha\beta}\,\chi_{\mathbf{k}\omega}\,\bar{E}_\beta 2\sin^2\frac{\pi z}{d}, \qquad (3)$$

$$\chi_{\mathbf{k}\omega} = \frac{1}{\epsilon}\left(\frac{e^2}{dE_\mathbf{k}}\right)^2 m\,|V_{cv}|^2 \frac{2\mathcal{E}_\mathbf{k}}{\mathcal{E}_\mathbf{k}^2 - (\hbar\omega)^2)}, \qquad (4)$$

$$\bar{\mathbf{E}} = 2d^{-1}\int_0^d \mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}(z)\sin^2\frac{\pi z}{d}\,dz. \qquad (5)$$

Здесь $\mathbf{E}$ – электрическое поле, z – координата, нормальная к плоскости пленки, занимающей полосу $0 \leqslant z \leqslant d$, V_{cv} – матричный элемент оператора скорости для перехода из валентной зоны в зону проводимости, функции $\left(\frac{2}{d}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi z}{d}$ описывают размерно квантованное, поперечное по отношению к пленке движение электронов и дырок, $\mathcal{E}_\mathbf{k}$ – резонансная энергия экситонного перехода. Безразмерные коэффициенты $\Lambda_{\alpha\beta} \sim 1$ характеризуют поляризационные свойства этого перехода и зависят от симметрии c- и v-зон. Для простоты мы будем считать материалы пленки и подложки оптически изотропными. Тогда $\Lambda_{\alpha\beta}$ содержит только две различные величины: $\Lambda_\perp \equiv \Lambda_{zz}$ и $\Lambda_{\|}$. Матричные элементы V_{cv} для типичных полупроводников связаны со значениями масс и запрещенных зон. В модели Кэйна [3] $m|V_{cv}|^2 = \mathcal{E}_\mathbf{k}$ с точностью до близкого к 1 множителя, который можно включить в определение Λ. Тогда

$$\chi_{\mathbf{k}\omega} = \frac{2}{\epsilon}\left(\frac{e^2}{d}\right)^2[\mathcal{E}_\mathbf{k}^2 - (\hbar\omega)^2]^{-1}. \qquad (6)$$

Наиболее характерные особенности формул (3) – (6) – зависимость $\chi_{\mathbf{k}\omega} \sim d^{-2}$ и нелокальная по z связь наведенного тока с полем.

Действуя обычным для оптики тонких пленок образом [4, 5] можно с точностью до малых членов $\sim(\omega/_c\ d)^2$ и $(kd)^2$ решить в полосе $0 \leqslant z \leqslant d$ уравнения Максвелла совместно с (3), (5) и уравнением непрерывности и полученное решение использовать для сшивания решений в полупространствах 1 ($z < 0$) и 2 ($z > d$). В дальнейшем наличие пленки учитывается только этими граничными условиями, которые в нашем случае с учетом упомянутой нелокальности имеют вид

$$\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1 = i\tilde{\epsilon}_{||}\,\mathbf{n}d\left(\mathbf{k}\,\frac{\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2}{2}\right) - i\frac{\omega}{c}\,d\left[\mathbf{n}\,\frac{\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2}{2}\right] +$$

$$+ i\frac{c\mathbf{k}}{\epsilon\omega}\,d\,\frac{\epsilon + 2\pi\Lambda_\perp\chi}{\epsilon + 6\pi\Lambda_\perp\chi}\left(\mathbf{k}\left[\mathbf{n}\,\frac{\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2}{2}\right]\right), \tag{7}$$

$$\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1 = -i\mathbf{n}\,d\left(\mathbf{k}\,\frac{\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2}{2}\right) + i\tilde{\epsilon}_{||}\,\frac{\omega}{2}\,d\left[\mathbf{n}\,\frac{\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2}{2}\right]\cdot \tag{8}$$

Здесь $\mathbf{E}_{1,2}$ и $\mathbf{H}_{1,2}$ – граничные значения электрического и магнитного полей в полупространствах 1 и 2, c – скорость света, $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к пленке, $\tilde{\epsilon}_{||} = \epsilon + 4\pi\Lambda_{||}\chi$. В дальнейшем мы опустим малые слагаемые $\sim\omega/_c\,d$ и kd (второе в (7) и первое в (8)), но оставим члены $\sim\epsilon\frac{\omega}{c}d$ и ϵkd. Третье слагаемое в (7) при этом следует учитывать только в узкой области частот, где $|1 + 6\pi\Lambda_1\chi\epsilon^{-1}| << \epsilon^{-1}$.

Коэффициент отражения света от рассматриваемой структуры при нормальном падении

$$R = \frac{(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})^2 + \left(\frac{\omega}{c}\,d\tilde{\epsilon}_{||}\right)^2}{(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})^2 + \left(\frac{\omega}{c}\,d\tilde{\epsilon}_{||}\right)^2} \tag{9}$$

имеет максимум вблизи $\omega = \omega_o = \hbar^{-1}\mathcal{E}_{\mathbf{k}=0}$, растущий в силу (4), (6) $\sim d^{-2}$. При наклонном падении, когда электрический вектор лежит в плоскости падения, появляется второй максимум R вблизи частоты ω_l

$$\omega_l = \left[\omega_o^2 + 12\pi\Lambda_\perp\left(\frac{e^2}{\epsilon\hbar d}\right)^2 \frac{m|V_{cv}|^2}{\hbar\omega_o}\right]^{1/2}. \tag{10}$$

Если пленка достаточно совершенна и однородна по толщине, быстрое увеличение $\chi_{\mathbf{k}\omega}$ с уменьшением d должно привести к появлению у величин $\epsilon_{||}$ и $\epsilon + 6\pi\Lambda_\perp\chi$ четко выраженных полюсов (максимумов) и нулей, необходимых для проявления поляритонных эффектов. При этом, естественно, речь может идти только о локализованных вблизи пленки модах [6 – 8, 5] вида $E_{1,2}(\mathbf{r}) \sim \exp[i\mathbf{kr} - \kappa_{1,2}|z|]$ так как только их спектр определяется пленкой. Дисперсия этих волн характеризуется величинами Δ_E и Δ_M

$$\Delta_E = 4\pi \frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{e^2}{\epsilon d}\,\frac{m|V_{cv}|^2}{\hbar\omega_o}, \qquad \Delta_M = \frac{4\pi}{\epsilon}\left(\frac{e^2}{\epsilon d\hbar\omega_o}\right)^2 m|V_{cv}|^2 . \qquad (11)$$

1. Поперечно-электрические (ТЕ) поляритоны. $\mathbf{E}\,||\,[\mathbf{kn}]$. Существуют в области частот $2\Lambda_{||}\,\hbar^{-1}\dfrac{\Delta_E}{\sqrt{|\epsilon_1 - \epsilon_2|}} \geqslant \omega_o - \omega > 0$. Закон дисперсии

$$\omega = \omega_o - \frac{2\Lambda_{||}\Delta_E}{\hbar\sqrt{|\epsilon_1 - \epsilon_2|}}\left\{\frac{c^2k^2}{\omega_o^2} - \left[\left(\frac{c^2k^2}{\omega_o^2} - \epsilon_1\right)\left(\frac{c^2k^2}{\omega_o^2} - \epsilon_2\right)\right]^{1/2} - \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}\right\}^{1/2}, \qquad (12)$$

$$\kappa_{1,2} = \frac{\omega_o}{2c}\left(\frac{\Lambda_{||}\Delta_E}{\hbar\omega_o - \hbar\omega} \pm \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2}\right). \qquad (13)$$

.II . Поперечно-магнитные (ТМ) поляритоны. $\mathbf{H}\,||\,[\mathbf{kn}]$. Существуют две ветви таких волн вблизи частот ω_o и ω_l в частотных интервалах шириной $\sim\hbar^{-1}\Delta_M$. В простейшем случае $\epsilon_2 = \epsilon_1$ их законы дисперсии

$$\hbar\omega = \hbar\omega_o + \Lambda_{||}\Delta_M \frac{d\left(k^2 - \epsilon_1\dfrac{\omega_o^2}{c^2}\right)^{1/2}}{2\dfrac{\epsilon_1}{\epsilon} + d\left(k^2 - \epsilon_1\dfrac{\omega_o^2}{c^2}\right)^{1/2}}, \qquad (14)$$

$$\hbar\omega = \hbar\omega_l + \frac{\epsilon_1}{2}\Lambda_{\perp}\Delta_M \frac{k^2 d}{\left[k^2 - \epsilon_1\dfrac{\omega_l^2}{c^2}\right]^{1/2}} . \qquad (15)$$

Если $\Lambda_{\perp} = 0$, то ветвь (15) отсутствует, также как и максимум отражения вблизи ω_l.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 июля 1979 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, **29**, 716, 1979.

[2] R.J.Elliot. Phys. Rev., **108**, 1384, 1957; Р.Нокс. Теория экситонов, М., изд. Мир, 1966.

[3] E.O.Kane. J.Phys. Chem. Solids., **1**, 249, 1957.

[4] М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М., изд. Наука, 1973.

[5] В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., изд. Наука, 1979.

[6] R.Fuchs. K.H. Kliever. Phys. Rev., **A140**, 2076, 1965; **144**, 495, 1966.

[7] R.Ruppin, R.Englman. Rept. Progr. Phys., **33**, 149, 1970.

[8] В.В.Брыксин, Д.Н.Мирлин, Ю.А.Фирсов. УФН, **113**, 29, 1974.