

06.3; 07;12

СПОНТАННЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КВАЗИДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

© Г.М.Шмелев, Н.А.Соина, И.И.Маглеванный

В настоящем сообщении рассматривается новый электрооптический эффект (ЭОЭ) на свободных носителях, который возможен в проводниках с неаддитивным законом дисперсии. Эффект обусловлен предсказанным в [1] (см. также [2]) явлением возникновения спонтанной поперечной ЭДС в достаточно сильном тянущем электрическом поле в указанных материалах. Это явление представляет собой пример неравновесного фазового перехода второго рода, в котором роль параметра порядка играет поперечное электрическое поле, а управляющим параметром является тянущее поле. Условие разомкнутости образца в поперечном направлении эквивалентно условию минимума неравновесного ("синергетического") потенциала. В результате фазового перехода изначально centrosymmetric образцы теряют центр симметрии, при этом в нем оказывается возможным существование ЭОЭ, нечетного по электрическому полю. Далее будем называть этот эффект спонтанным ЭОЭ (СЭОЭ). Он возможен в большом классе материалов, но реально может иметь место в искусственно создаваемых ныне материалах, например квазидвумерных сверхрешетках (2-СР) [3,4] или кластерных СР на основе цеолитов [5]. Дело в том, что напряженность постоянного электрического поля (E_{xc}), выше которой появляется поперечная ЭДС, в таких материалах существенно меньше аналогичной величины, к примеру в полупроводниках с узкой разрешенной зоной. Существенным является и то обстоятельство, что поперечная ЭДС совсем недавно экспериментально обнаружена и измерена в латеральных СР на основе $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ с периодической модуляцией потенциала в одном направлении [6] (авторы [6] направляли тянущее поле под углом к оси СР).

Рассмотрим СЭОЭ применительно к 2-СР, изготавливаемым на основе размерно квантованных слоев $Al_xGa_{1-x}As$ с ограниченной по двум направлениям энергетической минизонной и с фиксированной энергией в направлении, перпендикулярном слою. Для неаддитивного энергетического спектра в приближении сильной связи для квадратной ре-

шетки имеет место зависимость [3,4]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \Delta - \Delta \cos \frac{p_x d}{\hbar} \cos \frac{p_y d}{\hbar}, \quad (1)$$

где 2Δ — ширина минизоны, \mathbf{p} — квазиимпульс носителя заряда, $d = d_0\sqrt{2}$, d_0 — период решетки, оси координат OX и OY направлены под углом 45° по отношению к главным осям решетки.

Пусть помещенный в вакуум слой находится в постоянном электрическом поле $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, 0\}$ и на этот слой по нормали падает линейно поляризованная электромагнитная волна с электрическим вектором (в дипольном приближении) $\mathbf{F}(t) = \{F_x \cos \omega t; F_y \cos \omega t; 0\}$ частоты ω . Поле $\mathbf{F}(t)$ наводит в слое переменный ток $\mathbf{j}_1(t)$, возбуждающий по обе стороны от образца электромагнитные волны.

При расчете плотности тока, создаваемого носителями с законом дисперсии (1), ограничиваемся рамками квазиклассического приближения: $\Delta \gg \tau^{-1}\hbar$; eEd и eFd , здесь τ — время свободного пробега носителей. Кроме того, для простоты рассматриваем случай $F \ll E$ и $\omega\tau \ll 1$, считая, однако, что $\omega\tau_p \gg 1$, где τ_p — характерное время возможной переориентации спонтанного поперечного поля (оценки показывают, что для реальных параметров СР величина τ_p больше величины τ на 5–6 порядков). В принятых допущениях с использованием кинетического уравнения Больцмана в $\tau = \text{const}$ — приближении находим выражение для плотности тока. Его удобно представить в безразмерных величинах, для чего переобозначим $\mathbf{E}etd/\hbar \rightarrow \mathbf{E}$; $\mathbf{F}etd/\hbar \rightarrow \mathbf{F}$; $j\hbar/(en\Delta d) \rightarrow \mathbf{J}$, здесь n — концентрация носителей (в этих обозначениях $E_{xc} = 1$). Тогда в линейном приближении по переменному полю для компонент вектора $\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_1(t)$ имеем

$$2j_{x_y} \} = 2j_{x_0} \} + \left[\frac{1 - (E_x + E_y)^2}{(1 + (E_x + E_y)^2)^2} \right] (F_x + F_y) \cos(\omega t) \pm \left[\frac{1 - (E_x - E_y)^2}{(1 + (E_x - E_y)^2)^2} \right] (F_x - F_y) \cos(\omega t), \quad (2)$$

где

$$j_{x_0} = \frac{E_x(1 + E_x^2 - E_y^2)}{(1 + E_x^2 + E_y^2)^2 - 4E_x^2E_y^2}, \quad (3)$$

а выражение для j_{y_0} получается из j_{x_0} заменой $x \Leftrightarrow y$. Отметим, что при $E_y = 0$ и $F_y = 0$ (или, наоборот, $E_x = 0$ и $F_x = 0$)

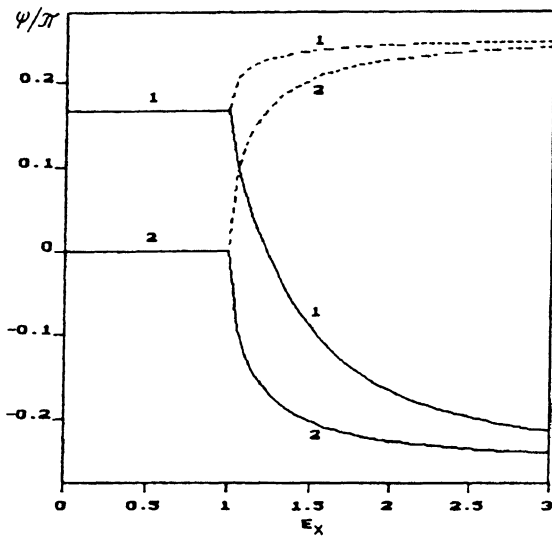


Рис. 1. Угол поворота плоскости поляризации ψ как функция тянущего поля E_x (отн. ед.) при $\gamma = 1$ для различных α : 1 — $\pi/3$; 2 — $\pi/2$. При $E_x \leq 1$ величина $\psi = \text{arctg}(\text{ctg } \alpha)$. При $E_x > 1$ сплошные линии соответствуют знаку “+” в (5), пунктирные линии — знаку “-”.

из (2) и (3) следует результат работы [7]. Из условия разомкнутости образца (по постоянному току) в направлении OY ($j_{y0} = 0$) устойчивые значения поля E_y равны [1]:

$$E_y = 0, \quad |E_x| \leq 1, \quad (4)$$

$$E_y = \pm \sqrt{E_x^2 - 1}, \quad (|E_x| \geq 1). \quad (5)$$

При $E_x = 1$ происходит упомянутый выше неравновесный фазовый переход 2-го рода.

Далее интересуемся переменной составляющей тока (2). Для очень тонких слоев ($L \ll \lambda$, L — толщина слоя, $\lambda = 2\pi c/\omega$) наведенный ток можно считать поверхностным с плотностью Lj_1 . Тогда возбужденная этим током волна имеет магнитный вектор (в размерных единицах) $\mathbf{H} = \{-\frac{2\pi L}{c} j_{1y}; -\frac{2\pi L}{c} j_{1x}; 0\}$ и электрический $\mathbf{F}_1 = \mathbf{H} \times \mathbf{n}$, \mathbf{n} — нормаль к поверхности слоя. Пусть, к примеру, падающая волна поляризована в направлении OY ($F_x = 0$), тогда угол ψ поворота плоскости поляризации прошедшей волны, характеризующий величину СЭОЭ и определяемый как $\psi = j_{1x}/j_{1y}$, равен

$$\text{tg } \psi = \begin{cases} 0, & |E_x| \leq E_{xc}, \\ \pm \gamma(1 - E_{xc}^2/E_x^2)^{1/2}, & |E_x| \geq E_{xc}, \end{cases} \quad (6)$$

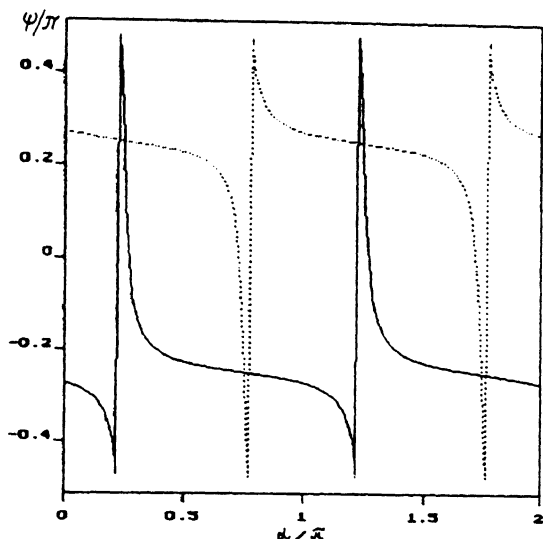


Рис. 2. Угол поворота плоскости поляризации ψ как функция α при $\gamma = 1$, $E_x = 2$. Сплошные линии соответствуют знаку "+" в (5), пунктирные линии — знаку "-".

где

$$\gamma = \frac{2\pi n e^2 a d^2 \tau \Delta}{c \hbar^2}. \quad (7)$$

Выбор знака в (6) определяется либо флуктуациями поля, либо затравочными неоднородностями. При $|E_x| \gg |E_{xc}|$ угол $\psi \simeq \text{arctg } \gamma$. В случае, когда $F_x = F \cos \alpha$, $F_y = F \sin \alpha$, поведение угла ψ представлено на рис. 1 и 2. Сделаем численные оценки. Например, при $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $L = 10^{-5} \text{ см}$, $d = 10^{-6} \text{ см}$, $\tau = 10^{-12} \text{ с}$, $\Delta = 0.02 \text{ эВ}$ величина $\gamma \simeq 1.35$, а $E_{xc} = 600 \text{ В/см}$. Таким образом, СЭОЭ вполне наблюдаем и в принципе может использоваться в устройствах оптоэлектроники.

Авторы признательны Э.М. Эпштейну за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. // ФТТ. 1992. Т. 34. В. 8. С. 2565.
- [2] Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М., Юдина А.В. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 11. С. 3540.
- [3] Jafrate G.J., Ferry D.K., Reich R.K. // Surf. Sci. 1982. V. 113. P. 485.
- [4] Reich R.K., Ferry D.K., Crondin R.O. // Phys. Rev. 1983. V. B 27. P. 3483.

- [5] Богомолов В.Н., Задорожный А.И., Павлова Т.М., Петрановский В.П., Подгалюзин В.П., Холкин А.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 7. С. 406.
- [6] Schlösser T., Ensslin K., Claro F., Kotthaus J.P. // Phys. Rev. 1995. В 51. N 16. P. 10737.
- [7] Ктиторев С.Л., Симин Г.С., Синдаловский В.Я. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 8. С. 2229.

Волгоградский государственный
педагогический университет

Поступило в Редакцию
7 мая 1996 г.
