01; 06; 07; 08 *Журнал технической физики, т., 59, в 2, 1989 г.*

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СВЕРХРЕШЕТОК

Л. Г. Большинский, А. И. Ломтев

В последнее время возрос интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям поверхностных поляритонов (ПП) на границах раздела линейных однородных сред со сложными искусственными периодическими структурами типа сверхрешеток (СР) или регулярными кристаллами, в которых под воздействием примесей, ультразвукового или лазерного облучения устанавливается состояние с волной зарядовой плотности [1–10]. В рамках линейной спектроскопии это открывает широкие возможности получения структур с заданными свойствами, изучения в них новых особенностей и областей существования ПП, физических характеристик контактирующих поверхностей. Возбуждение ПП играет важную роль также в процессах отражения излучения от плоскостей нарушения пространственной периодичности слоистых структур.

В работе [4] анализируются спектральные свойства объемных и поверхностных P- и S-поляризованных волн в СР и на границе раздела СР—линейная однородная среда. Авторы работы [10] сопоставили теоретические исследования с экспериментальными по изучению P-поляризованных ПП на границе раздела вакуум—металлизированная поверхность многослойного периодического диэлектрика (аналог таммовских электронных состояний), внутри структуры вдоль плоскостей нарушения симметрии (аналог примесных состояний) и в ограниченном многослойном образце.

Исследуем условия распространения ПП вдоль границы раздела двух регулярных СР, состоящих из чередующихся слоев двух веществ. Такая неоднородная слоистая структура характеризуется тензором диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij}(z,\ \omega)=\begin{cases}\left.\begin{array}{ll}\delta_{ij}\varepsilon_1(\omega), & nL\leqslant z\leqslant nL+d_1,\\ \delta_{ij}\varepsilon_2(\omega), & nL+d_1\leqslant z\leqslant(n+1)L,\end{array}\right\}\ z>0,\\ \left.\begin{array}{ll}\delta_{ij}\varepsilon_3(\omega), & -(mM+d_3)\leqslant z\leqslant -mM,\\ \delta_{ij}\varepsilon_4(\omega), & -(m+1)M\leqslant z\leqslant-(mM+d_3),\end{array}\right\}\ z<0,\end{cases} \tag{1}$$

где $L=d_1+d_2$ — период правой СР; d_1, d_2 — толщины слоев двух веществ с диэлектрическими проницаемостями ε_1, ε_2 в ней; $M=d_3+d_4$ — период левой СР; d_3, d_4 — толщины слоев двух веществ с диэлектрическими проницаемостями ε_3, ε_4 в ней; $n,\ m=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$.

Уравнения Максвелла на классе P-поляризованных монохроматических полей

$$\{\mathscr{E}_{x,\,z};\ \mathscr{H}_y\}=\{E_{x,\,z}(z),\ H_y(z)\}\exp[ik_0(Nx-ct)],$$

распространяющихся по границе раздела двух СР вдоль оси OX с поверхностным волновым вектором $k=k_0N$ и частотой $\omega=ck_0$, имеют вид

$$[d^2/dz^2-k_0^2(N^2-\varepsilon(\omega,\ z))]\,E_x(z)=0,$$
$$H_y(z)=ik_0^{-1}\frac{\varepsilon(\omega,\ z)}{(N^2-\varepsilon(\omega,\ z))}\frac{dE_x(z)}{dz},\quad E_z(z)=-\frac{N}{\varepsilon(\omega,\ z)}H_y(z). \tag{2}$$

Решения уравнений (2) в правой и левой СР, экспоненциально спадающие от границы раздела при $|z|\to\infty$, построим согласно аналогу теоремы Флоке для полуограниченных пространственно-периодических структур [11].

В правой СР при $z>0$ X-компонента электрического поля имеет вид

$$E_A(z)=e^{-k_0pnL}\left(A_+e^{k_0N_1(z-nL)}+A_-e^{-k_0N_1(z-nL)}\right),$$
$$nL\leqslant z\leqslant nL+d_1,$$
$$E_B(z)=e^{-k_0pnL}\left(B_+e^{k_0N_2(z-nL-d_1)}+B_-e^{-k_0N_2(z-nL-d_1)}\right),$$
$$nL+d_1\leqslant z\leqslant(n+1)\,L. \tag{3}$$

При $z<0$ для X-компоненты электрического поля в левой СР получаем

$$E_C(z) = e^{-k_0 q m M}\left(C_+ e^{-k_0 N_3(z+mM)} + C_- e^{k_0 N_3(z+mM)}\right),$$
$$-(Mm+d_3) \leqslant z \leqslant -Mm,$$
$$E_D(z) = e^{-k_0 q m M}\left(D_+ e^{-k_0 N_4(z+mM+d_3)} + D_- e^{k_0 N_4(z+mM+d_3)}\right),$$
$$-(m+1)M \leqslant z \leqslant -(mM+d_3). \tag{4}$$

В решениях (3), (4) $N_i = (N^2 - \varepsilon_i)^{1/2}$; $i = 1, 2, 3, 4$; p и q — экспоненциальные факторы, определяемые ниже так, чтобы на спектре ПП $\operatorname{Re} p$, $\operatorname{Re} q > 0$.

Условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического $E_x(z)$ и магнитного $H_y(z)$ полей на двух парах границ раздела $z = nL$, $z = nL + d_1$ и $z = -mM$, $z = -mM - d_3$ трех произвольных соседних слоев правой и левой СР, а также на границе контакта двух СР $z = 0$ позволяют получить закон дисперсии ПП $N = N(y)$

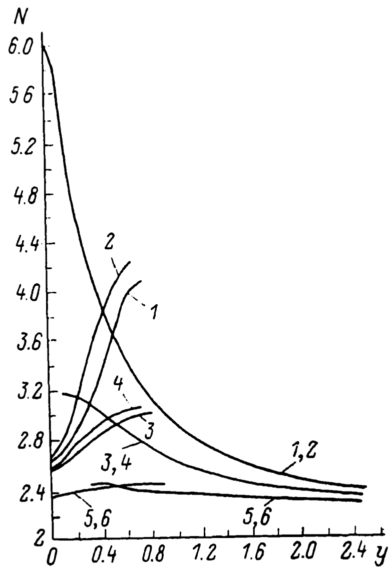
$$\frac{\varepsilon_1}{N_1}\left[e^{-py} - \operatorname{ch} y\nu_1 N_1 \operatorname{ch} y(1-\nu_1)N_2 - \frac{\varepsilon_1 N_2}{\varepsilon_2 N_1}\operatorname{sh} y\nu_1 N_1 \operatorname{sh} y(1-\nu_1)N_2\right]\times$$
$$\times\left[\frac{\varepsilon_3 N_4}{\varepsilon_4 N_3}\operatorname{ch}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{sh}\rho y(1-\nu_2)N_4 + \operatorname{sh}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{ch}\rho y(1-\nu_2)N_4\right]+$$
$$+\frac{\varepsilon_3}{N_3}\left[e^{-\rho y q} - \operatorname{ch}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{ch}\rho y(1-\nu_2)N_4 - \frac{\varepsilon_3 N_4}{\varepsilon_4 N_3}\operatorname{sh}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{sh}\rho y(1-\nu_2)N_4\right]\times$$
$$\times\left[\frac{\varepsilon_1 N_2}{\varepsilon_2 N_1}\operatorname{ch} y\nu_1 N_1 \operatorname{sh} y(1-\nu_1)N_2 + \operatorname{sh} y\nu_1 N_1 \operatorname{ch} y(1-\nu_1)N_2\right] = 0 \tag{5}$$

и выражения для экспоненциальных факторов p и q

$$\operatorname{ch} yp = \operatorname{ch} y\nu_1 N_1 \operatorname{ch} y(1-\nu_1)N_2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_1 N_2}{\varepsilon_2 N_1} + \frac{\varepsilon_2 N_1}{\varepsilon_1 N_2}\right)\operatorname{sh} y\nu_1 N_1 \operatorname{sh} y(1-\nu_1)N_2,$$
$$\operatorname{ch}\rho y q = \operatorname{ch}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{ch}\rho y(1-\nu_2)N_4 + \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_3 N_4}{\varepsilon_4 N_3} + \frac{\varepsilon_4 N_3}{\varepsilon_3 N_4}\right)\operatorname{sh}\rho y\nu_2 N_3 \operatorname{sh}\rho y(1-\nu_2)N_4. \tag{6}$$

В выражениях (5), (6) использованы безразмерные величины: $y = k_0 L$ — приведенная частота; $\nu_1 = L^{-1}d_1$, $\nu_2 = M^{-1}d_3$ — приведенные толщины слоев СР; $\rho = L^{-1}M$ — отношение периодов СР.

Согласно численному анализу, спектр ПП (5) состоит из двух пересекающихся нисходящей и восходящей ветвей, вид которых существенно зависит от задаваемых при их расчете величин ε_1, ε_2, ε_3, ε_4, ν_1, ν_2 и ρ. На рисунке показана зависимость постоянной распространения N от приведенной частоты y при $\varepsilon = 2.25$, $\varepsilon_1 = -4$, $\varepsilon_3 = 4$, $\varepsilon_4 = 2.25$ для шести различных комбинаций ν_1, ν_2 и ρ: *1* — $\nu_1 = 0.6$, $\nu_2 = 0.4$, $\rho = 1$; *2* — $\nu_1 = 0.6$, $\nu_2 = 0.4$, $\rho = 2$; *3* — $\nu_1 = 0.5$, $\nu_2 = 0.5$, $\rho = 1$; *4* — $\nu_1 = 0.5$, $\nu_2 = 0.5$, $\rho = 2$; *5* — $\nu_1 = 0.4$, $\nu_2 = 0.6$, $\rho = 1$; *6* — $\nu_1 = 0.4$, $\nu_2 = 0.6$, $\rho = 2$.



Для существования P-поляризованных ПП на границе раздела двух СР необходимо, чтобы одна из диэлектрических проницаемостей пограничных слоев СР была отрицательна $\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_3(\omega) < 0$. Это условие может быть выполнено, например, в области аномальной дисперсии одной из диэлектрических постоянных.

В пределе $M = d_3 + d_4 \to \infty$ при $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0$, когда левая СР переходит в однородную среду, из дисперсионного уравнения (5) с учетом соотношений (6) следует спектр P-поляризованных ПП на СР [4]

$$\frac{\varepsilon_0}{N_0}\left(\frac{\varepsilon_1^2}{N_1^2} - \frac{\varepsilon_2^2}{N_2^2}\right)\operatorname{th} y\nu_1 N_1 \operatorname{th} y(1-\nu_1)N_2 + \frac{\varepsilon_2}{N_2}\left(\frac{\varepsilon_0^2}{N_0^2} - \frac{\varepsilon_1^2}{N_1^2}\right)\operatorname{th} y\nu_1 N_1 +$$
$$+\frac{\varepsilon_1}{N_1}\left(\frac{\varepsilon_0^2}{N_0^2} - \frac{\varepsilon_2^2}{N_2^2}\right)\operatorname{th} y(1-\nu_1)N_2 = 0, \tag{7}$$

где $N_0 = (N^2 - \varepsilon_0)^{1/2}$.

Дисперсионное уравнение, выражения для экспоненциальных факторов и спектр ПП на СР для S-поляризованных мод, аналогичные формулам (5), (6) и (7), легко получить из последних заменой $\varepsilon_i/N_i \sim N_i$ в множителях перед гиперболическими функциями. При этом S-поляризованные ПП на границе раздела двух СР существовать не могут. Заметим, что S-поляризованные ПП на границе раздела линейной однородной среды со СР могут наблюдаться [4].

Авторы выражают благодарность участникам семинара Ю. М. Иванченко за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

[1] *Vinogradov A. V., Zeldovich B. Ya.* // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 1. P. 89—93.
[2] *Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А., Пономарев Ю. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 10. С. 412—414.
[3] *Camley R. E., Milli D. L.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. N 4. P. 1695—1706.
[4] *Hang Shi, Chien-hua Tsai.* // Sol. St. Commun. 1984. Vol. 52. N 12. P. 953—954.
[5] *Сотин В. Е., Шевцов В. М.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 8. С. 475—479.
[6] *Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В.* // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. Вып. 1. С. 167—169.
[7] *Виноградов А. В., Кожевников И. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 10. С. 405—407.
[8] *Андреев А. В.* // УФН. 1985. Т. 145. Вып. 1. С. 113—136.
[9] *Popov E., Mashev L.* // Opt. commun. 1985. Vol. 52. N 6. P. 393—396.
[10] *Bulgakov A. A., Kovtun V. R.* // Sol. St. Commun. 1985. Vol. 56. N 9. P. 781—785.
[11] *Ломтев А. И., Большинский Л. Г.* // УФЖ. 1986. Т. 31. Вып. 1. С. 34—37.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
16 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
6 мая 1988 г.

01; 06; 09 *Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.*

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ХОЛЛОВСКОЙ СРЕДЕ

А. И. Ломтев

Наблюдение квантованного эффекта Холла (КЭХ) в трехмерной полупроводниковой сверхрешетке (СР) [1] стимулирует теоретические и экспериментальные исследования электродинамических свойств таких объектов и обусловливает актуальность их изучения с целью приложений в низкотемпературной микроэлектронике и НЧ или радиотехнике.

В последнее время опубликован ряд интересных работ по исследованию холловской среды [2-8], в которых предсказаны и обнаружены их новые уникальные свойства. Эти свойства обусловлены спецификой тензора проводимости ХС σ_{ij}, все диссипативные компоненты которого в режиме КЭХ равны нулю тождественно [9] $\sigma_{ii} \equiv 0$, а холловская проводимость $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \sigma_H$ отлична от нуля и при $H_{ext} = H_\nu = hcnd/\nu e$ квантована $\sigma_H = e^2\nu/hd$ (d — период СР, n — объемная плотность электронов в ней, ν — целое число).

Покажем возможность распространения на плоской границе раздела ХС с изотропным диэлектриком бездиссипативных (в пределе $T=0$) низкочастотных ПЭВ, обязанных своим существованием квантующему магнитному полю. Такая структура характеризуется обобщенным тензором диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij}(\omega, z) = \begin{cases} \varepsilon_1\delta_{ij}, & z < 0, \\ \varepsilon_{ii} = \varepsilon_2(\omega), \quad \varepsilon_{xy} = i4\pi\sigma_H\omega^{-1}, & z > 0. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь ε_1 и $\varepsilon_2(\omega)$ — диэлектрические проницаемости диэлектрика, занимающего полупространство $z < 0$, и ХС, заполняющей полупространство $z > 0$. Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_{ext}$ ортогонально слоям СР и параллельно оси OZ.

В силу однородности системы вдоль направления OY амплитуды полей не зависят от координаты y.

На классе монохроматических волн

$$\{\mathscr{E}(x, z, t);\ \mathscr{H}(x, z, t)\} = \{\mathbf{E}(z),\ \mathbf{H}(z)\} \exp[i(kx - \omega t)], \tag{2}$$