

## НЕЗАТУХАЮЩИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

*Н.Н.Белецкий, Е.А.Гасан, В.М.Яковенко*

Предсказано существование поверхностных магнитоплазменных поляритонов на границе сверхрешетки (СР) с диэлектриком в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ).

В последние годы получены СР, в которых наблюдается КЭХ<sup>1, 2</sup>. В условиях КЭХ диссипативные компоненты тензора проводимости СР обращаются в нуль, в результате чего объемные магнитоплазменные колебания являются незатухающими<sup>3-6</sup>. На границе СР с диэлектриком существуют электромагнитные колебания другого типа – поверхностные магнитоплазменные поляритоны (ПМП)<sup>7-9</sup>. Они играют важную роль в волновых процессах, происходящих в ограниченных полупроводниковых структурах и могут использоваться для исследования характеристик СР. Следует ожидать, что в условиях КЭХ ПМП на границе СР-диэлектрик будут обладать рядом необычных свойств, обусловленных квантованным характером холловской проводимости и отсутствием диссипации в среде.

Рассмотрим СР ( $y < 0$ ), граничащую с диэлектриком с проницаемостью  $\epsilon_d(y > 0)$ . Внешнее постоянное магнитное поле  $H_0$  совпадает с осью СР (ось  $z$ ) и лежит в плоскости раздела сред  $y = 0$ . ПМП с частотой  $\omega$  и двумерным волновым вектором  $\vec{k} = (k_x, 0, k_z)$  распространяются под произвольным углом  $\theta$  к  $H_0$  ( $k_x = \kappa \sin \theta$ ,  $k_z = \kappa \cos \theta$ ). Электромагнитные свойства СР в условиях КЭХ будем описывать эффективным тензором диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}(\omega)$ , отличные от нуля компоненты которого для частот, меньших циклотронной  $\omega_c$ , имеют следующий вид:  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0$ ,  $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -i \frac{4\pi\sigma_H}{\omega} \text{sign}(H_0, \vec{\eta})$ ,

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость, усредненная по длине, превосходящей период СР  $d$ ;  $\eta$  – орг оси  $z$ ,  $\sigma_H = e^2 S / h d$  – холловская проводимость;  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $S$  – целое число. Наш выбор  $\epsilon_{ij}(\omega)$  принципиально отличается от модели Друде, использованной в работах<sup>10-13</sup> и приводит к ряду новых эффектов в распространении ПМП: отсутствию затухания, квантованности резонансных частот, фазовых скоростей, полос пропускания и др.

В случае распространения магнитоплазменных волн под произвольным углом  $\theta$  к  $H_0$  электромагнитное поле в СР является суперпозицией обыкновенной и необыкновенной волн,

поперечные волновые числа которых имеют вид (произвольная компонента  $A_j$  электромагнитного поля в СР записывается в виде  $A_j = (A_{j1} e^{ik_{y1}y} + A_{j2} e^{ik_{y2}y}) e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}$ ):

$$k_{y1,2}^2 = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \beta}, \quad (1)$$

где

$$\alpha = \kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left( \epsilon_0 + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_0} \right),$$

$$\beta = \left( \kappa^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_0} \left( \kappa_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \right).$$

В диэлектрике поперечное волновое число ПМП определяется из уравнения  $k_{yd}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_d - \kappa^2$ .

В зависимости от величин  $\alpha$  и  $\beta$  мы получаем различные типы магнитоплазменных поляритонов: объемные (ОМП,  $k_{y1,2}^2 > 0$ ), псевдоповерхностные (ППМП,  $k_{y1,2}^2$  — разных знаков) и истинно поверхностные (ИПМП,  $k_{y1,2}^2 < 0$ )<sup>11</sup>. Границы областей существования различных типов магнитоплазменных поляритонов определяются из условия  $\beta = 0$ . В геометрии Фойгта ( $\theta = \pm \pi/2$ ) магнитоплазменные поляритоны могут быть лишь ОМП и ИПМП. При этом последние являются волнами ТМ типа (необыкновенные) с поперечным волновым числом, определяемым из уравнения  $k_{ys}^2 = -\kappa_x^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \left( \epsilon_0 + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_0} \right)$ . В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только ИПМП.

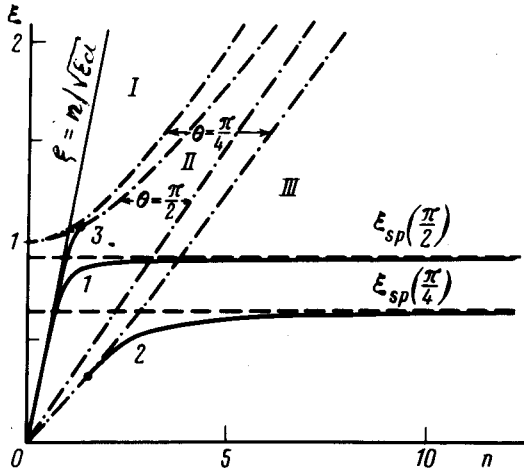
Дисперсионное уравнение  $\omega(\kappa, \theta, H_0)$ , описывающее распространение этих волн, можно получить, используя условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границе  $y = 0$  и их убывания при  $y \rightarrow \pm \infty$  (предполагается, что  $\text{Im}k_{y1,2} < 0$ , а  $\text{Im}k_{yd} > 0$ )<sup>10-13</sup>. Из дисперсионного уравнения следует, что распространение ИПМП носит невзаимный характер, т. е.  $\omega(\kappa, -\theta, H_0) \neq \omega(\kappa, \theta, H_0)$  и  $\omega(\kappa, \theta, -H_0) \neq \omega(\kappa, \theta, H_0)$ . В области  $\theta > 0$  ИПМП испытывают резонанс ( $\kappa \rightarrow \infty$ , колебания становятся электростатическими) на частоте  $\omega_{sp}(\theta) = \frac{4\pi\sigma_H}{\epsilon_0 + \epsilon_d} \sin\theta$ . Таким образом, резонанс-

ная частота ИПМП квантуется и в области плато на холловской проводимости не зависит от  $H_0$ <sup>1</sup>). Полученные нами выражение для  $\omega_{sp}(\theta)$  совпадает с соответствующими результатами работы<sup>8</sup>, если считать в ней  $\omega \ll \omega_c$ ,  $qa \ll 1$ ,  $pa \ll 1$ ,  $q = \sqrt{q^2 + p^2} \sin\theta$ ,  $n_s = \frac{eH_0}{hca} S$ , где  $\theta$  — угол между направлениями распространения волны и  $H_0$ . В области  $\theta < 0$  ИПМП существуют только при  $\theta = -\frac{\pi}{2}$ , причем их распространение является нерезонансным, т. е. при  $\kappa \rightarrow \infty$  существует предельная частота.

Спектр ИПМП в относительных величинах  $\xi = \omega\epsilon_0/4\pi\sigma_H$ ,  $\eta = \kappa\epsilon_0/4\pi\sigma_H$  приведены на рисунке. Области существования магнитоплазменных поляритонов указаны для  $\theta = \pm \pi/4$ . При  $\theta = \pi/2$  дисперсионная кривая 1 начинается в начале координат и с увеличением  $n$  асимптотически приближается к относительной частоте  $\xi_{sp}(\pi/2) = \frac{\omega_{sp}(\pi/2)\epsilon_0}{4\pi\sigma_H}$ . Эта кривая целиком лежит в области ИПМП, так как нижняя ветвь уравнения  $\beta(\pi/2) = 0$  не является граничной линией для ТМ-волны). При  $\theta = \pi/4$  спектральная линия (дисперсионная кривая 2) начинается на нижней ветви уравнения  $\beta(\pi/4) = 0$  в точке трансформации ПМП в ИПМП.

<sup>1</sup>) Квантовые частоты объемных электромагнитных волн (геликонов) в безграничной СР в пределе однородной среды ( $\kappa d \ll 1$ ) показано в работах<sup>5, 6</sup>.

Таким образом, при косом распространении в спектре ИПМП существует низкочастотная область непропускания поверхностных колебаний, величина которой квантуется. С уменьшением  $\theta$  точка начала спектра ИПМП смещается к началу координат, т. е. щель непропускания поверхностных волн сужается. Дисперсионная кривая 3 соответствует ИПМП при  $\theta = -\pi/2$ . Она начинается в начале координат и оканчивается на линии  $\beta(-\pi/2) = \beta(\pi/2) = 0$ . В геометрии Фарадея ( $\theta = 0$ ) ИПМП отсутствуют.



Для границы СР-вакуум с эффективной массой электронов в полупроводниковой структуре  $m^* = 0,068 m_0$ ,  $d = 230 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon_0 = 11,5$  в магнитном поле  $H_0 = 10 \text{ Т}$  резонансная частота ИПМП  $\omega_{sp}(\pi/2)$  при  $S = 1$  равна  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . В то же время  $\omega_c = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Ясно, что условие  $\omega \sim \omega_{sp}(\theta) \ll \omega_c$  выполняется тем лучше, чем больше  $H_0$ ,  $d$ ,  $\epsilon_d$  и меньше  $\theta$ .

Следует подчеркнуть, что в отсутствие затухания фазовая скорость ИПМП вблизи резонансных частот может быть очень мала. Это обстоятельство может быть использовано для различных приложений в микронанэлектронике например, для возбуждения поверхностных колебаний пучками заряженных частиц, проходящих над СР.

#### Литература

1. Störmer H.L., Eisenstein J.P., Gossard A.C., Wiegman W., Baldwin K. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 85.
2. Takaoka S., Ntsei F., Murase K., Ishida A., Fujiyasu H. J. Phys. Soc. of Japan, 1986, 55, 2519.
3. Тальянский В.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 96.
4. Вендлер Л., Каганов М.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 345.
5. Tselis A., De la Cruz G.G., Quinn J.J. Solid State Comm., 1983, 47, 43.
6. Tselis A., Quinn J.J. Phys. Rev., 1986, B29, 2021.
7. Wu Ji-Wei, Hawrylak P., Eliasson G., Quinn J.J., Fetter A.L. Solid State Comm., 1986, 58, 795.
8. Wu Ji-Wei, Hawrylak P., Eliasson G., Quinn J.J. Phys. Rev., 1986, B33, 7091.
9. Wu Ji-Wei, Eliasson G., Quinn J.J. Solid State Comm., 1986, 58, 799.
10. Chiu K.W., Quinn J.J. Nuovo Cim., 1972, 10, 1.
11. Wallis R.F., Brion J.J., Burstein E., Hartstein A. Phys. Rev., 1974, B9, 3424.
12. Белецкий Н.Н., Яковенко В.М. Поверхность. Физика, химия, механика, 1985. вып. 2, 8.
13. Белецкий Н.Н., Гасан Е.А., Яковенко В.М. Препринт ИРЭ АН УССР, №282, 1985, 40 с.

Поступила в редакцию

10 января 1987 г.

После переработки

4 мая 1987 г.