Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 2, с. 105 – 107

Квазидырки в гетеропереходе MgZnO/ZnO как вакансионы

В. Е. Бисти[1)]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2018 г.
После переработки 21 ноября 2018 г.
Принята к публикации 21 ноября 2018 г.

Рассмотрен процесс рекомбинации двумерных электронов низкой плотности в гетеропереходе MgZnO/ZnO с локализованными дырками валентной зоны. Квазидырки, возникающие при фотолюминесценции сильно взаимодействующих двумерных электронов, предложено рассматривать как квазичастицы в квантовом вигнеровском кристалле – вакансионы. Вакансионы, образующиеся при удалении электрона из кристалла, вследствие эффекта туннелирования не локализованы. Энергии вакансионов $E(k)$ образуют зону шириной D, зависящую от вероятности туннелирования вакансии. Величина D соответствует ширине зоны фотолюминесценции двумерной электронной системы. Получена форма полосы фотолюминесценции вигнеровского кристалла в приближении сильной связи для закона дисперсии вакансионов $E(k)$, проведено сравнение с экспериментальными результатами.

DOI: 10.1134/S0370274X19020073

Интерес к низкоразмерным сильно коррелированным системам многие годы держится на высоком уровне. Большинство теоретических методов хорошо работает при больших электронных плотностях, когда кинетическая энергия электронов преобладает над их энергией взаимодействия. Экспериментальные методы исследования все время расширяются, позволяя получить больше информации о сильно коррелированных системах. Так, для изучения эффектов перенормировки энергии не только на уровне Ферми, но и во всей области спектра двумерных электронов используется метод анализа спектров излучательной рекомбинации электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах [1–3]. В работе [1] рассматривалась перенормировка эффективной массы электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs, наблюдалось изменение до 35 % для значений $r_s \sim 4.5$. В недавних работах [2, 3] изучались спектры низкотемпературной люминесценции двумерного электронного газа в гетеропереходе MgZnO/ZnO, в которых 2D электроны рекомбинируют с локализованными дырками валентной зоны. Ширина полосы люминесценции, подробно исследованная в [3], связывалась авторами с перенормированным значением массы оптической плотности состояний. Определенная таким образом масса изменялась от 0.6 до 0.3 m_0 ($m = 0.3m_0$ – значение эффективной массы для для ZnO в объеме) при изменении параметра r_s от 6.5 до 2.4 ($r_s = (\pi n_s)^{-1/2}/a_B$), n_s – плотность двумерных электронов, $a_B = \epsilon\hbar^2/(me^2)$ – эффективный боровский радиус для параметров ZnO). В магнитном поле отчетливо видны линии люминесценции для отдельных уровней Ландау, что позволяет утверждать существование квазидырок как хорошо определенных квазичастиц для всех значений энергии, а не только вблизи уровня Ферми.

При рассматриваемых промежуточных значениях параметра r_s многочастичная задача не имеет корректного теоретического описания как для основного состояния, так и для возбуждений. Основное состояние двумерной электронной системы в зависимости от r_s может рассматриваться как электронный газ, электронная ферми-жидкость или вигнеровский кристалл (см., например, [4, 5]). Проведенные расчеты показывают, что электроны при низких плотностях образуют треугольную решетку, а спиновое состояние системы может быть либо ферромагнитным, либо спиновым стеклом. Для кристаллизации в идеальной системе электронная плотность должна быть очень низкой – $r_s = 37 \pm 5$ [5], однако при учете примесей вычисленное значение r_s перехода жидкость-кристалл сдвигается до более реалистичного значения $r_s = 7$ [6], что дает возможность рассмотреть квазидырки из экспериментальной работы [3] как возбуждения в вигнеровском кристалле. Как впервые было предложено и рассмотрено в работе [7], при достаточно низких температурах дефекты в кристалле (вакансии или примеси) трансформируются в делокализованные возбуждения, благодаря туннe-

1)e-mail: bisti@issp.ac.ru

лированию свободно перемещающиеся по кристаллу. Делокализованные дефекты в кристалле можно рассматривать как квазичастицы и классифицировать по значению квазиимпульса **k**. Каждому типу дефектов соответствует своя ветвь возбуждений. Вакансион – возбуждение вигнеровского кристалла, при котором из системы удаляется один электрон. Энергия вакансиона $E(\mathbf{k})$ принимает значения внутри зоны шириной D, пропорциональной вероятности туннелирования вакансии. Ширина D соответствует ширине полосы фотолюминесценции, исследуемой в работе [3]. Поэтому представляет интерес сравнить форму полосы и оценку зависимости ширины D от r_s для вигнеровского кристалла с полученными экспериментально.

Форма полосы люминесценции для вигнеровского кристалла определяется законом дисперсии вакансиона $E(\mathbf{k})$. В приближении сильной связи для треугольной решетки с межатомным расстоянием a при учете туннелирования только между ближайшими соседями спектр одночастичных возбуждений имеет вид [8]

$$E(\mathbf{k}) = 2t[\cos(k_x a) + 2\cos(k_x a/2)\cos(\sqrt{3}k_y a/2)],$$

где t – интеграл перескока (параметр туннелирования). Знак t зависит от спинового упорядочения. При $t < 0$ (рассматриваемый далее ферромагнитный случай) минимум $E(\mathbf{k})$ находится в центре зоны Бриллюэна в точке Γ ($E(0) = 6t$), максимум $E(\mathbf{k})$ – в точке K ($E(K) = -3t$), ширина зоны $D = 9|t|$.

Плотность состояний

$$N(E) = A(e)/[2\pi^2|t|(3-2e)^{1/4}],$$

где $e = E/(2|t|)$, $A(e) = K(k)$ ($k < 1$), $A = k^{-1}K(k^{-1})$ ($k > 1$). $K(k)$ – полный эллиптический интеграл первого рода с модулем $k = \sqrt{[2 + (3 - e^2/\sqrt{(3-2e)}]}/2$.

Плотность состояний при $E \longrightarrow -2t$ обращается в ∞ по логарифмическому закону (возникает сингулярность типа Ван Хова):

$$N(E) \approx (3\nu/(4\pi^2|t|))\ln(4/|1-e|),$$

где $\nu = 1$ при $e < 1$ и $\nu = 2$ при $e > 1$.

Форма полосы люминесценции зависит также от затухания вакансионов (мнимой части энергии). Если при рекомбинации электрона из вигнеровского кристалла с локализованной дыркой рождается вакансион с энергией $\tilde{E}$ и затуханием $\delta(\tilde{E})$, то форма линии люминесценции

$$f(E,\tilde{E}) = \frac{\delta}{2\pi((E-\tilde{E})^2 + \delta(\tilde{E})^2/4)}.$$

Форму полосы люминесценции можно представить в виде

$$I(E) = \int N(\tilde{E})f(E,\tilde{E})d\tilde{E}.$$

Для интенсивности люминесценции вблизи точки сингулярности следует ожидать максимум.

Экспериментальные результаты работы [3] в магнитном поле показывают, что затухание меняется в зависимости от энергии, но незначительно. Уширение края полосы люминесценции со стороны меньших энергий сильнее, однако эксперименты в перпендикулярном магнитном поле показывают, что время жизни “квазидырок” меняется незначительно, и все уровни Ландау хорошо разрешаются. Величина затухания как функция энергии зависит от механизмов релаксации. Возможно взаимодействие с примесями, с возбуждениями звукового типа, существующими при конечных температурах, взаимодействие вакансионов друг с другом. Однако вследствие сингулярности в плотности состояний наибольшее значение имеет только затухание в окрестности точки сингулярности, поэтому в самом простейшем случае можно считать $\delta = \mathrm{const}$ – не зависящим от энергии в пределах зоны.

На рисунке 1 представлена форма полосы люминесценции для рекомбинации 2D электрона из вигнеровского кристалла с локализованной дыркой с рождением вакансиона для разных значений затухания вакансионов δ. Имеется качественное соответствие между экспериментально наблюдаемой формой полосы (рис. 2a из работы [3]) и формой полосы люминесценции вигнеровского кристалла, представленной на рис. 1.

Другой важной характеристикой, определяющей состояние электронной системы, является зависимость ширины зоны D от r_s. Для вигнеровского кристалла в приближении сильной связи $D = 9|t|$. Для оценки параметра t можно использовать значения обменных интегралов в двумерном электронном вигнеровском кристалле, полученные в работах [9–12] в полуклассическом приближении, справедливом в пределе низкой плотности. Обменная энергия (в единицах Ry) для процессов с участием P частиц дается выражением

$$J_P = A_P b_P^{1/2} r_s^{-5/4} e^{-b_P r_s^{1/2}}.$$

b_P можно считать константой, что следует из [10, 11], $b_2 \approx 1.6$. A_P для вигнеровского кристалла всегда порядка 1. Для электронов в треугольной решетке можно ввести эффективный парный обмен $J_2^{\mathrm{eff}} = J_2 - 2J_3$. В зависимости от знака, основное состояние может быть ферромагнетиком (при $J_2^{\mathrm{eff}} < 0$) или

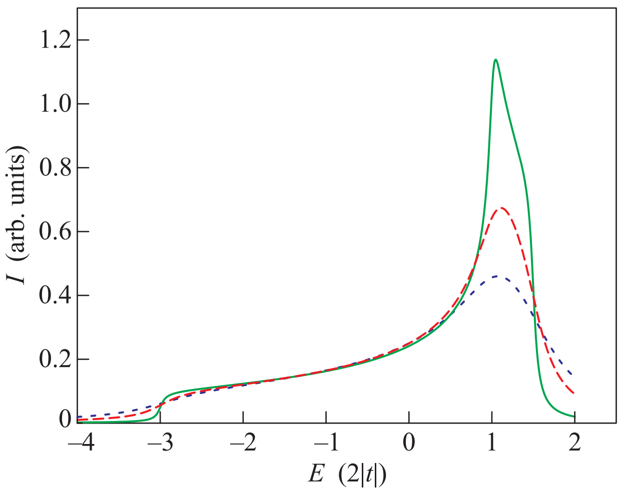

Рис. 1. (Цветной онлайн) Интенсивность фотолюминесценции для рекомбинации электронов вигнеровского кристалла с локализованными дырками валентной зоны с рождением вакансионов. Затухание 0.1 (зеленый, сплошная), 0.5 (красный, пунктир), 1.0 (синий, точки) в единицах $2|t|$. $E = -3$ соответствует E_0 из работы [3] – нижнему краю полосы фотолюминесценции

антиферромагнетиком (спиновым стеклом) ($J_2^{\rm eff} > 0$). Как следует из всех указанных работ [10–12], для двумерной треугольной решетки с кулоновским потенциалом взаимодействия доминирующим является тройной обмен, что делает выгодным ферромагнитное состояние. Однако для электронного кристалла с примесями, когда состояние 2DWC стабильно при существенно более высоких плотностях, возможен переход в фазу вигнеровского стекла [10]. На рисунке 1 изображен PL спектр для $t < 0$, для $t > 0$ спектр будет инвертирован относительно $E = 0$. Для грубой оценки зависимости от r_s можно полагать $t \sim J_2$.

Сравнение численных значений ширины зоны имеет смысл привести только для максимально доступного в эксперименте значения $r_s = 6.4$. Для вигнеровского кристалла можно дать только весьма приблизительную оценку $D_{\rm WC} \sim 1$ мэВ.

Для невзаимодействующего электронного газа это $D_0 = E_F = 2.9$ мэВ.

В эксперименте [3] ширина полосы в сильно коррелированном электронном газе $D_{\rm exp} = 1.4$ мэВ. Использовались параметры ZnO.

$D_{\rm exp} = \hbar^2 K_F^2/2m_{qh}$, K_F – импульс Ферми. m_{qh} – определенная таким образом масса "квазидырок", экспериментальная зависимость которой от r_s представлена на рис. 4 из работы [3]. Для вигнеровского кристалла можно также ввести аналогично параметр $m_{qh} \sim \frac{1}{Dr_s^2}$. Для зависимости $m_{qh}(r_s)$ сравнение с вигнеровским кристаллом можно проводить также только для части зависимости вблизи максимально доступного в эксперименте r_s. Для этого удобно использовать дифференциальную характеристику

$$\frac{1}{m_{qh}}\frac{dm_{qh}}{dr_s}.$$

Экспериментальное значение в пределах 0.1–0.2 ($\simeq 0.13$ при $r_s = 6.4$), приблизительная оценка для вигнеровского кристалла $\simeq 0.2$.

В заключение, анализ формы полосы люминесценции и зависимости ширины полосы от r_s для гетероперехода MgZnO/ZnO при низких плотностях 2D электронов позволяет рассматривать 2DES как вигнеровский кристалл, а образующуюся в процессе фотолюминесценции "квазидырку" как вакансион.

Работа частично поддержана фондом РФФИ, проект 16-02-00225.

1. И. В. Кукушкин, С. Шмульт, Письма в ЖЭТФ **101**, 770 (2015).
2. V. V. Solovyev, A. V. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **106**, 082102 (2015).
3. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 115131 (2017).
4. D. Ceperley, Phys. Rev. B **18**, 3126 (1978).
5. B. Tanatar and D. M. Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).
6. S. T. Chui and B. Tanatar, Phys. Rev. B **74**, 458 (1995).
7. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **56**, 2057 (1969).
8. М. Авиньон, В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, ФТТ **43**, 543 (2001).
9. M. Roger, Phys. Rev. B **30**, 6432 (1984).
10. S. Chakravarty, S. Kivelson, Ch. Nayak, and K. Voelker, Philos. Mag. B **79**(6), 859 (1999).
11. B. Bernu, L. Candido, and D. M. Ceperley, Phys. Rev. Lett. **86**, 870 (2001).
12. B. Bernu and D. M. Ceperley, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 9099 (2002).