Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 12, с. 877 – 880

Релеевское рассеяние света двумерными электронами в сильном магнитном поле

В. Е. Бисти[1)], *Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, А. О. Шабля*+, *И. В. Кукушкин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

+*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 ноября 2013 г.

Исследовано резонансное релеевское рассеяние света двумерной электронной системой в ультраквантовом пределе. Изучалось рассеяние с участием электронных состояний двух спиновых подуровней нулевого уровня Ландау. Показано, что основной вклад в резонансное релеевское рассеяние света дают флуктуации случайного потенциала квантовых ям, содержащих двумерную систему.

DOI: 10.7868/S0370274X1324003X

Распространение электромагнитных волн в среде может приводить к релеевскому (упругому) рассеянию света, связанному с флуктуациями показателя преломления [1]. Вследствие этого факта релеевское рассеяние является одним из мощных спектроскопических методов исследования локальных свойств неоднородных сред [2]. Как способ определения критических флуктуаций параметра порядка релеевское рассеяние широко используется для изучения фазовых переходов в жидкостях и твердых телах [3]. Когда энергия распространяющейся в среде электромагнитной волны совпадает с энергией оптического перехода, сечение рассеяния резко возрастает. Этот эффект носит название резонансного релеевского рассеяния (RRS). Резонансное релеевское рассеяние особенно важно при исследовании низкоразмерных систем вследствие того, что обычно низкоразмерные системы формируются в объемных средах, количество рассеивателей в которых много больше числа рассеивателей в низкоразмерных системах. Подстройка частоты электромагнитной волны в резонанс с оптическим переходом низкоразмерной системы позволяет добиться детектируемого сигнала RRS на фоне объемного нерезонансного рассеяния. Резонансное релеевское рассеяние на экситонных переходах успешно применялось для исследования неоднородно уширенных оптических переходов в квантовых ямах [4–6]. Недавно этот метод был использован для наблюдения новых коррелированных фаз в основном состоянии двумерных электронных систем [7–9]. Подробное исследование RRS в двумерных электронных системах в условиях квантового эффекта Холла было выполнено в работе [10]. В ней было дано эмпирическое описание особенностей двумерных систем, приводящих к усилению RRS. В этой же работе было высказано предположение о том, что наблюдаемое RRS связано с рассеянием на примесном случайном потенциале. В работе [11] был предложен альтернативный канал RRS, связанный с упругим рассеянием света на резидентных электронах двумерной системы (аналог томсоновского рассеяния), который с необходимостью приводит к ряду интересных физических явлений.

Рассматривая двумерные электронные системы в качестве потенциальных кандидатов для исследования RRS, необходимо ответить на фундаментальный вопрос об основных каналах упругого рассеяния света. Для этого в данной работе проведено исследование RRS и фотолюминесценции (PL) в высокоподвижных двумерных электронных системах (2DES) в ультраквантовом пределе при низких температурах. Показано, что при изменении температурной заселенности локализованных и делокализованных электронных состояний даже в высокоподвижных электронных системах основной детектируемый вклад в RRS дает рассеяние на флуктуациях случайного потенциала с участием локализованных электронных состояний в качестве промежуточных. Спектры RRS и PL были получены с помощью двухсветоводной методики. Возбуждающий световод передавал излучение от перестраиваемого Ti-сапфирового лазера на образец, помещенный в гелиевый криостат. Второй световод собирал сигналы RRS и PL на входную щель спектрометра. Сигналы регистрировались CCД-камерой. Спектральная зависимость RRS формировалась следующим образом.

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

При каждом положении Ti-сапфирового лазера регистрировалась линия RRS. Ее интегральная интенсивность откладывалась как функция энергии возбуждающего фотона. Измерения проводились при температурах 0.4–4.2 K в магнитных полях 0–12 Т. Образцами служили высококачественные легированные AlGaAs/GaAs одиночные квантовые ямы с шириной 18 нм и плотностью электронов в двумерном канале $(0.0-2.4)\cdot 10^{11}$ см$^{-1}$. Подвижность электронов находилась на уровне $5\cdot 10^6$ см^2/В·т.

При измерении RRS нежелательное рассеяние от поверхности и внутренних слоев гетероструктур, содержащих квантовые ямы, удалялось с помощью скрещенных линейных поляризаторов. Свет, рассеянный внешней поверхностью и внутренними слоями образца, поляризован в той же плоскости, что и возбуждающее излучение, а 2DES поглощает (излучает) циркулярно-поляризованный свет вследствие нарушения симметрии обращения времени в магнитном поле. В результате при использовании скрещенного поляризатора на входе собирающего световода сигнал объемного релеевского рассеяния ослабляется почти на два порядка величины.

В настоящей работе рассмотрены процессы RRS и PL на переходах, включающих состояния на нулевых уровнях Ландау электронов и дырок (0–0 разрешенные оптические переходы). Соответствующие спектры представлены на рис. 1.

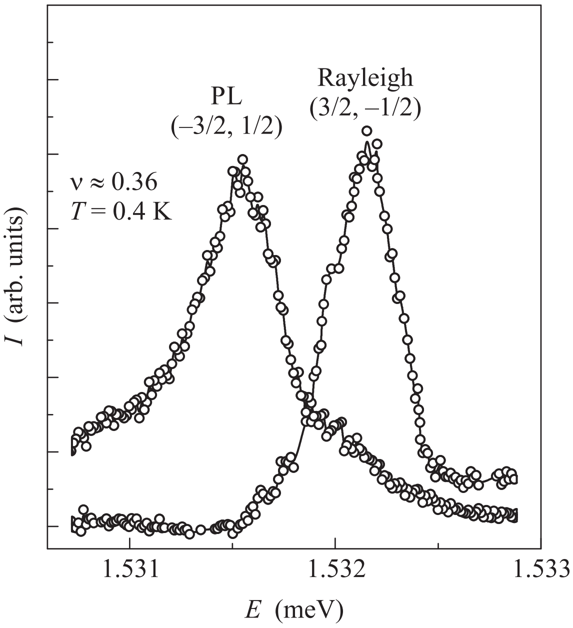

Рис. 1. Спектры фотолюминесценции и резонансного релеевского рассеяния для двух разрешенных оптических переходов с нулевых уровней Ландау электронов и дырок, измеренные при факторе заполнения $\nu = 0.36$ и $T = 0.4$ K

При релеевском рассеянии света падающий на систему фотон рассеивается во все стороны. При этом сохраняется только энергия фотона. Направление импульса произвольно. При резонансном рассеянии энергии возбуждающего и рассеянного фотонов совпадают с энергией возбужденного состояния 2DES. Если промежуточное состояние – электрон-дырочная пара, то согласно закону сохранения импульса разрешено только рассеяние вперед. В двумерных системах, помимо рассеяния вперед, разрешено также отражение, так как сохранения импульса поперек двумерной системы не требуется. Для того чтобы процесс рассеяния с изменением импульса был возможен, необходимо изменение состояния возбужденной электрон-дырочной пары, например при рассеянии на флуктуациях случайного потенциала или за счет взаимодействия с резидентными электронами. Процесс первого типа был рассмотрен в работах [12, 13]. Он разрешен для локализованных $e{-}h$-пар с длиной локализации L, малой по сравнению с длиной волны рассеянного света λ ($L \ll \lambda$). Это условие хорошо выполняется для локализованных состояний 2DES в магнитном поле [14]. В сильном магнитном поле ($a_H \ll L$, где a_H – магнитная длина) зависимости от магнитного поля для матричного элемента локализованного состояния нет. Если локализованные состояния распределены случайно, то сечение рассеяния RRS пропорционально числу рассеивателей и вероятности отдельного акта рассеяния [12, 13].

Процесс второго типа, а именно RRS с участием резидентных электронов плотности n, отличается рядом особенностей. Емкость уровня Ландау для электронов $N(H) = eH/2\pi\hbar c$ включает как локализованные, так и делокализованные состояния. Для описания системы можно ввести понятия доли локализованных и делокализованных состояний от общего числа состояний на уровне Ландау, $\overline{\nu}_l$ и $\overline{\nu}_d$ ($\overline{\nu}_l + \overline{\nu}_d = 1$), и, соответственно, факторы заполнения локализованных и делокализованных состояний ν_l и ν_d ($\nu_l + \nu_d = \nu$). Введенные выше доли, вообще говоря, могут зависеть от величины магнитного поля. В работе [11] рассмотрены процессы рассеяния света электронами однородной двумерной системы, т.е. все электронные состояния считаются делокализованными. Закон сохранения импульса выполняется для системы падающий фотон – рассеянный фотон плюс резидентные электроны за счет кинематического вклада (обменного взаимодействия электрона из виртуальной электрон-дырочной пары и резидентных электронов). Для узких квантовых ям, в которых уровни размерного квантования дырок энергетически достаточно удалены друг от друга, оптические переходы с участием тяжелых, легких и спин-отщепленных дырок можно рассматривать независимо (пренебречь подмешиванием состояний). В этом случае для сечения упругого рассеяния с участием состояния тяжелых дырок (hh) с проекциями спина на нормаль к двумерному слою $-3/2$ и $+3/2$ для нормального падения света имеем

$$\frac{d^2\sigma_{hh}}{d\omega d\Omega} \propto \delta(\omega)|e_{2x} - i\xi e_{2y}|^2 \times$$
$$\times [\nu_+(1-\nu_+)(1-\xi)^2 + \nu_-(1-\nu_-)(1+\xi)^2],$$

где $\xi = \pm 1$ соответствует правой (левой) поляризации падающего света. Если делокализована только часть электронных состояний , то $\nu_\pm(1-\nu_\pm)$ заменяется на $\nu_{d\pm}(\overline{\nu}_{d\pm} - \nu_{d\pm})$. Из приведенного выражения следует, что в релеевском рассеянии с участием делокализованных состояний могут быть активны только частично заполненные уровни. Для локализованных состояний результаты в части поляризационной зависимости, являющиеся следствием правил отбора для сохранения момента количества движения, оказываются такими же, как и для делокализованных, поскольку они определяются спинами электрона и дырки. Поэтому для рассеяния с участием локализованных состояний можно написать

$$\frac{d^2\sigma_{hh}}{d\omega d\Omega} \propto \delta(\omega)|e_{2x} - i\xi e_{2y}|^2 \times$$
$$\times [(\overline{\nu}_{l+} - \nu_{l+})(1-\xi)^2 + (\overline{\nu}_{l-} - \nu_{l-})(1+\xi)^2].$$

Для того чтобы процесс рассеяния произошел, на промежуточных локализованных состояниях должны иметься свободные места.

Важность локализованных промежуточных состояний для RRS следует из температурной зависимости амплитуды RRS для двух разрешенных оптических переходов с нулевого уровня Ландау тяжелых дырок на нулевой уровень Ландау электронов, приведенной на рис. 2 для $\nu = 0.36$. При низких температурах, много меньших зеемановской щели для электронов, в спектре наблюдается только одна линия рассеяния с участием верхнего незаселенного спинового подуровня. Когда температура становится порядка зеемановской щели, в спектре появляется линия рассеяния с участием электронных состояний нижнего спинового подуровня Ландау. И только когда температура электронной системы существенно превышает зеемановскую щель, соотношение интенсивностей RRS для двух спиновых подуровней достигает значения, ожидаемого для пустой (без резидентных электронов) квантовой ямы.

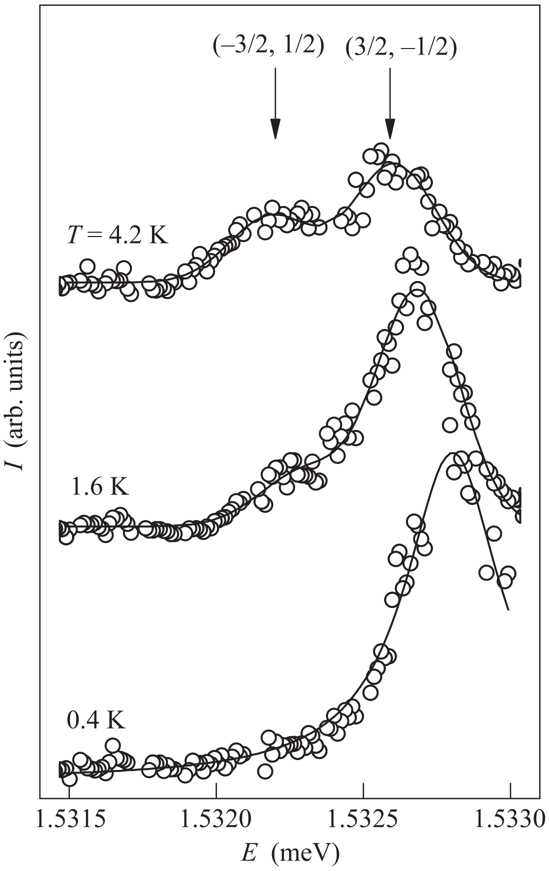

Рис. 2. Спектры релеевского рассеяния для трех разных значений температуры при $\nu = 0.36$

Данные по спиновой поляризации электронной системы, полученные из соотношения интенсивностей линий RRS, приведены на рис. 3. Для определения спиновой поляризации использовалась методика, описанная в работе [15].

Таким образом, можно заключить, что весь наблюдаемый сигнал RRS связан с промежуточными локализованными состояниями электронов. Когда все низкоэнергетические локализованные состояния на нижайшем спиновом подуровне заполнены, линий RRS от этого уровня не наблюдается. В то же время ожидаемый канал томсоновского рассеяния от резидентных электронов не дает детектируемого сигнала (для уровня Ландау конечной ширины локализованные состояния находятся по краям, а делокализованные – в центре). Поэтому, можно полагать что сечение рассеяния этого канала более чем на порядок величины меньше, чем для канала рассеяния, связанного со случайным потенциалом. С ростом температуры часть локализованных электронов переходит на верхний уровень Ландау. Поэтому наблюдаются появление линии RRS от нижнего спинового подуровня Ландау электронов и рост ее интен-

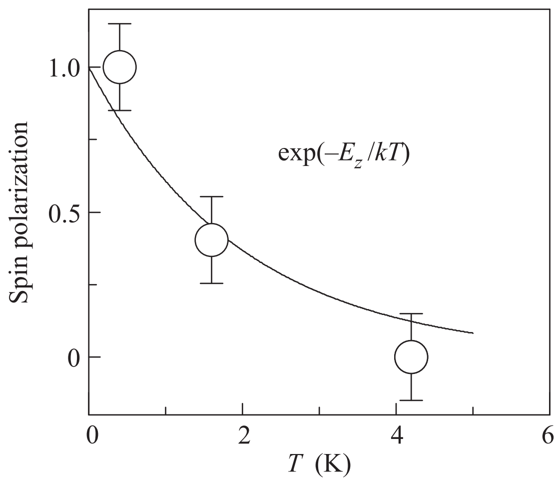

Рис. 3. Спиновая поляризация двумерных локализованных электронов как функция температуры (кружки). Для сравнения показана ожидаемая спиновая поляризация для невзаимодействующей электронной системы (сплошная линия)

сивности с температурой. Остается открытым вопрос о том, почему же в рассеянии не участвуют локализованные состояния, расположенные на высокоэнергетическом краю уровня Ландау. Возможно, в системе происходит очень быстрая внутриуровневая релаксация, высокоэнергетические локализованные состояния имеют короткое время жизни и могут вносить вклад в RRS, только если все нижележащие состояния заполнены.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что процесс резонансного релеевского рассеяния в системе двумерных электронов в сильном магнитном поле происходит на флуктуациях случайного потенциала и связан с возбуждением электронов на локализованные состояния низконэргетического хвоста уровней Ландау.

Работа поддержана РФФИ.

---

1. Lord Rayleigh, Philos. Mag. **47**, 375 (1899).
2. C.F. Bohren and D. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley, N.Y. (1983).
3. V.L. Ginzburg, A.P. Levanyuk, and A.A. Sobyanin, Physics Rep. **57**, 151 (1980).
4. J. Hegarty, M.D. Sturge, C. Weisbuch, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **49**, 930 (1982).
5. S. Haacke, Rep. Prog. Phys. **64**, 737 (2001).
6. N.N. Sibel'din, M.L. Skorikov, and V.A. Tsvetkov, JETP Lett. **76**, 628 (2002) [Pis'ma v ZETF **76**, 732 (2002)].
7. S. Luin, V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **97**, 216802 (2006).
8. T.D. Rhone, J. Yan, Y. Gallais, A. Pinczuk, L. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. Lett. **106**, 196805 (2011).
9. V. Bellani, F. Rossella, M. Amado, E. Diez, K. Kowalik, G. Biasiol, and L. Sorba, Phys. Rev. B **83**, 193307 (2011).
10. L.V. Kulik, S. Dickmann, I.K. Drozdov, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **79**, 121310(R) (2009).
11. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **144**(6), 1282 (2013).
12. V.I. Belitsky, A. Cantarero, S.T. Pavlov, M. Gurioli, F. Bogani, A. Vinattieri, and M. Colocci, Phys. Rev. B **52**, 16665 (1995).
13. N. Garro, L. Pugh, R.T. Phillips, V. Drouot, M.Y. Simmons, B. Kardynal, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B **55**, 13752 (1997).
14. T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
15. L.V. Kulik, K. Ovchinnikov, A.S. Zhuravlev, V.E. Bisti, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **85**, 113403 (2012).