

Исследование резонансного туннелирования экситонов в сверхрешетках GaAs/AlAs в электрическом поле методом рамановской спектроскопии

© В.Ф. Сапега, Т. Руф*, М. Кардона*, Х.Т. Гран**, К. Плоог**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт твердого тела им. Макса Планка, Германия

** Институт электроники твердого тела им. Пауля Друде, Германия

Методом резонансного рамановского рассеяния света на акустических фононах изучено влияние электрического поля на состояния экситонов в сверхрешетке GaAs/AlAs. При совпадении энергии возбуждающего фотона с энергией экситона, связанного с состояниями Ванье–Штарка тяжелой дырки и электрона с $\Delta n = 0, \pm 1$ обнаружено резонансное усиление рамановского рассеяния света на акустических фононах. Осцилляции интенсивности рамановского спектра в электрическом поле объясняются резонансной делокализацией основного состояния экситона при взаимодействии с состояниями Ванье–Штарка соседних квантовых ям или с состояниями Ванье–Штарка вышележащей электронной минизоны.

Индукцированная электрическим полем локализация волновых функций электронных состояний (локализация Ванье–Штарка) в твердых телах активно исследовалась теоретически [1–3] и экспериментально. Однако, возможность экспериментального наблюдения этого явления появилась только с созданием полупроводниковых сверхрешеток (СР). Локализация Ванье–Штарка и, так называемая, штарковская лестница электронных состояний в электрическом поле исследовалась методами спектроскопии фототока, возбуждения фотолюминесценции [4] и электроотражения [5]. О влиянии электрического поля на рамановское рассеяние света на оптических фононах сообщалось в работе [6,7], а также были обнаружены эффекты, обусловленные резонансным туннелированием [8].

В данной работе методом резонансного рамановского рассеяния света на акустических фононах исследовано влияние электрического поля на основное состояние экситона в сверхрешетке (СР) (результаты этих исследований изложены в работах [9,10]).

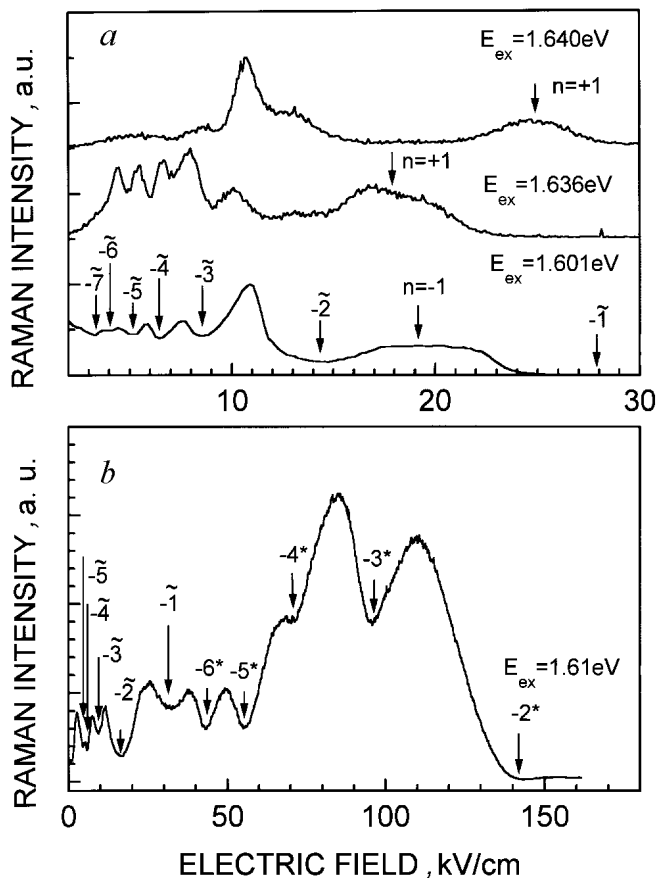
Эксперименты были выполнены на том же образце (СР из 60 периодов $(70/9) \text{ \AA}$ GaAs/AlAs), что и эксперименты работы [11], измерения были выполнены при $T = 15 \text{ K}$. Плотность накачки непрерывного перестраиваемого Ti-сапфирового лазера составляла $1\text{--}2.5 \text{ W/cm}^{-2}$.

Для определения резонансов, обусловленных штарковскими уровнями, была применена методика, использованная ранее нами для изучения уровней Ландау [12,13]. Для каждой энергии возбуждения спектрометр использовался как фильтр, полоса пропускания, которого была сдвинута в стоксову область на 6 cm^{-1} . При этих условиях измерялась интенсивность рассеянного света как функция электрического поля. Такие электро-рамановские спектры чувствительны ко всем электронным состояниям, для которых выполняются условия входного или выходного резонанса в рамановском процессе. Преимущество рассеяния света на акустических фононах состоит в том, что резонансы исследуются при малых рамановских сдвигах. По-

этому можно исследовать индивидуальные резонансы очень подробно. Более того, для фононов с энергиями, меньшими, чем однородное уширение, почти выполняются условия двойного резонанса, что приводит к заметному увеличению интенсивности рассеянного света [14].

На рисунке показаны типичные электро-рамановские спектры, измеренные при разных энергиях возбуждения по отношению к нижайшему минизонному переходу. В этих спектрах можно выявить три вида резонансов. Пики, обозначенные $n = +1$ на рисунке, *a* движутся в область больших полей при увеличении энергии возбуждения E_{ex} . Подобные пики ($n = -1$) также наблюдаются при энергиях возбуждения, меньших 1.610 eV . Однако, они движутся в область малых энергий. Их наклон равен $+0.76 \text{ meV}/(\text{kV/cm})$ и $-0.94 \text{ meV}/(\text{kV/cm})$, соответственно. Эти резонансы были интерпретированы как переходы между состояниями Ванье–Штарка тяжелых дырок и электронов, локализованных в соседних КЯ, т.е. переходы с $n = \pm 1$.

В больших электрических полях интенсивность непрерывного рамановского спектра существенно увеличивается. Типичный электро-рамановский спектр приведен на рисунке, *b*. На этом спектре можно видеть четко выраженные провалы в интенсивности (они отмечены на рисунке, *b* цифрами со звездочками) на фоне широкого резонансного пика. Сравнение с теоретическим расчетом и результатами работы [11] показывает, что эти минимумы в электро-рамановских спектрах возникают, когда состояние $n = 0$ экситона делокализуется из-за антипересечения с состояниями Ванье–Штарка с $n = -6, \dots, -2$ (обозначены звездочками), происходящими из следующей, вышележащей минизоны. Три, из наблюдаемых резонансов ($n = -2^*, -3^*, -4^*$ на рисунке, *b*), совпадают с теми, которые наблюдались в фотогальванических экспериментах в этой структуре [11]. Взаимодействие состояния ($n = 0$) экситона с состояниями Ванье–Штарка вышележащей минизоны способствует туннелированию электронов между КЯ. Это приводит



Электро-рамановские спектры CP GaAs/AlAs для разных энергий возбуждения E_{ex} . Пики, обозначенные $n = \pm 1$ — резонансное рамановское рассеяние с участием переходов между состояниями Ванье–Штарка. Осцилляции в области малых полей (минимумы, обозначенные цифрами с тильдами), обусловлены резонансной делокализацией экситонного состояния при его взаимодействии с состояниями минизонного континуума. Минимумы в области сильных полей (цифры со звездочками на (b)), обусловлены взаимодействием с уровнями Ванье–Штарка вышележащей электронной минизоны.

к уменьшению времени жизни экситона в состоянии $n = 0$. В работе [15] было показано, что интенсивность рамановского процесса связана со временем дефазировки (временем жизни) состояния экситона, выступающим в качестве промежуточного. Следовательно уменьшение времени жизни электрона в состоянии ($n=0$) приводит к уменьшению интенсивности рамановского процесса, что на спектре проявляется в виде провалов в интенсивности широкого резонансного контура.

Обсудим причины, приводящие к осцилляциям интенсивности рамановского рассеяния в области малых полей (обозначены цифрами с тильдами). Характерные осцилляции интенсивности рамановского спектра на рисунке в полях, меньших 15 kV/cm , наблюдаются, когда энергия возбуждения, как больше, так и меньше на 20 meV энергии между нижайшими состояниями электронной и дырочной минизон.

Было показано, что в объемном GaAs состояние экситона с энергией связи $E_{exc} = 4.2\text{ meV}$ легко ионизируется уже в достаточно слабых электрических полях $F = 1\text{ kV/cm}$ (см. [16] и ссылки там). Вероятность ионизации экситона во внешнем электрическом поле обусловлена несимметричным уменьшением кулоновского потенциала и поэтому увеличивается монотонно с увеличением поля F . В CP ситуация заметно сложнее, поскольку экситонным континуумом является минизона, которая состоит из большого числа делокализованных волновых функций. Электрическое поле расщепляет состояния континуума на дискретный набор состояний Ванье–Штарка, локализованных в соответствующих КЯ. Однако, эти состояния имеют протяженность в несколько периодов и поэтому могут взаимодействовать с такими же состояниями, локализованными в других КЯ. Это взаимодействие становится существенным, когда уровни имеют близкие энергии [17]. Взаимодействие электронной или дырочной компоненты волновой функции экситонов, локализованных в разных изолированных КЯ, приводит к резонансному туннелированию. Именно эти резонансы проявляются в осцилляциях интенсивности рамановского процесса и фотолюминесценции и объясняют поведение электро-рамановских спектров в малых полях на рисунке. Минимумы интенсивности (обозначены цифрами с тильдами на рисунке) возникают в результате резонансной делокализации экситона, локализованного флуктуациями ширины КЯ, при взаимодействии его с состояниями минизонного экситонного континуума, расщепленного электрическим полем. Этот эффект недавно был рассмотрен теоретически в [18].

В электро-рамановских спектрах на рисунке наблюдаются минимумы в интервале 3 и 25 kV/cm (цифры с тильдами), которые обусловлены взаимодействием локализованного экситона с состояниями, локализованными в ближайших семи КЯ. Минимумы $n = -\tilde{1}, \dots, -\tilde{7}$ в электро-рамановском спектре, измеренном при 1.601 eV , на рисунке наблюдаются в полях $28, 14.5, 8.5, 6.5, 5.1, 4.0,$ и 3.2 kV/cm соответственно. С учетом того, что центр минизоны находится при энергии 1.623 eV и что наклон штарковских состояний $n = -1$ и 0 составляет -0.94 и $-0.09\text{ meV}/(\text{kV/cm})$ соответственно, можно с помощью соотношения $E = n \cdot eFd$ вычислить положение резонансов. Рассчитанные таким образом резонансы должны наблюдаться в полях $25.9, 12.9, 8.6, 6.5, 5.2, 4.3$ и 3.7 kV/cm , что находится в хорошем согласии с экспериментальными значениями.

Авторы благодарны Д.Н. Мирлину и Б.П. Захарчене за полезные обсуждения и А. Фишеру за приготовление образцов.

В.Ф.С. благодарен за финансовую поддержку Фонда Фольксвагена (грант № 1/70958) и обществу им. Макса Планка.

Список литературы

- [1] G.H. Wannier. Elements of Solid State Theory. Cambridge University Press, London (1959); G.H. Wannier. Phys. Rev. **117**, 432 (1960).
- [2] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП **6**, 1, 148 (1972).
- [3] J. Bleuse, G. Bastard, P. Voisin. Phys. Rev. Lett. **60**, 220 (1988).
- [4] E.E. Mendez, F. Agulló-Rueda, J.M. Hong. Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
- [5] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
- [6] F. Agulló-Rueda, E.E. Mendez, J.M. Hong. Phys. Rev. **B38**, 12720 (1988).
- [7] A.J. Shields, C. Trallero-Giner, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog, V.A. Haisler, D.A. Tenne, N.T. Moshegov, A.I. Toropov. Phys. Rev. **B46**, 6990 (1992).
- [8] A.J. Shields, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog. Phys. Rev. **B47**, 13 922 (1993).
- [9] V.F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog. In: Proc. 23rd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors / Ed. M. Scheffler and R. Zimmermann. World Scientific, Singapore (1996). P. 1778.
- [10] V.F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog. Phys. Rev. **B56**, 1041 (1997).
- [11] H. Schneider, H.T. Grahn, K. von Klitzing, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **65**, 2720 (1990).
- [12] V.F. Sapega, V.I. Belitsky, T. Ruf, H.D. Fuchs, M. Cardona, K. Ploog. Phys. Rev. **B46**, 16 005 (1992).
- [13] G. Goldoni, T. Ruf, V.F. Sapega, A. Fainstein, M. Cardona. Phys. Rev. **B51**, 14 542 (1995).
- [14] T. Ruf, V.I. Belitsky, J. Spitzer, V.F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **71**, 3035 (1993).
- [15] J.E. Zucker, A. Pinczuk, D.S. Chemla, A.C. Gossard. Phys. Rev. **B35**, 2892 (1987).
- [16] D.C. Reynolds, T.C. Collins. In: Excitons. Academic, N.Y. (1981). P. 138.
- [17] A.M. Fox, D.A. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan. Phys. Rev. **B44**, 6231 (1991).
- [18] M.M. Dignam, J.E. Sipe. Phys. Rev. **B43**, 4097 (1991).
- [19] F. Agulló-Rueda, J.A. Brum, E.E. Mendez, J.M. Hong. Phys. Rev. **B41**, 1676 (1990).