

МАГНИТООПТИКА КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДИНОЧНОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs–AlGaAs

*И.В. Кукушкин, А.С. Плаут¹⁾, К. фон Клитцинг¹⁾,
К. Плог¹⁾, Д. Хайтман¹⁾*

В одиночном гетеропереходе GaAs–AlGaAs с квантовыми нитями по спектрам излучательной рекомбинации квазиодномерных электронов с фотовозбужденными дырками определена величина одномерного квантования. Показано, что форма потенциальной ямы сильно меняется в магнитном поле и определяется числом заполненных квантовых состояний. Обнаружено увеличение эффективной массы электронов в квазиодномерном случае.

1. В последнее время большой интерес вызывают исследования свойств одномерных и нульмерных электронов в полупроводниковых микроструктурах. В этих объектах было обнаружено квантование проводимости¹, пробой эффекта Холла², квантовые флуктуации проводимости³ и другие явления. Однако, даже основные характеристики энергетического спектра таких электронных систем (включая величину межподзонного одномерного квантования), а также форма потенциальной ямы изучены не достаточно.

Для исследования энергетического спектра квазиодномерных электронов мы использовали спектроскопический метод, основанный на изучении излучательной рекомбинации двумерных (а при наличии квантовых нитей — одномерных) электронов с фотовозбужденными дырками)⁴. Этот метод является одним из наиболее мощных способов исследования плотности состояний электронов и позволяет в случае двумерной системы прямым образом измерять величины межподзонного⁵, циклотронного⁶, и спинового⁷ расщеплений.

2. В работе исследовались квазиодномерные структуры, приготовленные на основе одиночного гетероперехода GaAs–AlGaAs голографическим методом⁸. Квантовые нити в наших структурах имели ширину 150 нм и расстояние между ними составляло 150 нм. В большинстве исследованных образцов в процессе приготовления квазиодномерной структуры вытравливался лишь слой легированного AlGaAs вплоть до спейсера (образцы типа А), но в некоторых случаях протравливание осуществлялось и сквозь гетеропереход на глубину 80 нм (образцы типа Б). Для обеспечения возможности исследования квазиодномерных структур спектроскопическим методом применялись одиночные гетеропереходы с δ -легированием⁴. В этих структурах на расстоянии 20 нм от интерфейса создавался монослой атомов акцепторов (Ве) с концентрацией 10^{10} см⁻², благодаря чему при фотовозбуждении образца в непосредственной близости от электронов оказывались дырки, связанные на этих акцепторах. Как было показано ранее⁹, эти гетероструктуры обладают двумя существенными преимуществами. Во-первых, в них, изменяя мощность или длину волны фотовозбуждения, удается управляемым образом менять в широком диапазоне концентрацию электронов в плоскости гетероперехода. Во-вторых, подвижность электронов при освещении увеличивается в десятки раз по сравнению со случаем, реализующимся в темноте. Остальные детали эксперимента и параметры структур можно найти в работах^{4,7,8}.

3. Прежде всего необходимо отметить, что в отсутствии магнитного поля в спектре люминесценции квазиодномерных структур мы не обнаружили особенностей, связанных с подзонами одномерного квантования, хотя разрешающая способность нашего метода была не хуже 1,5 мэВ (например, уровни Ландау разрешались в магнитном поле 1 Т, что соответствует циклотронной энергии 1,7 мэВ). Поэтому необходимо заключить, что при $H = 0$ величина межподзонного расщепления, обусловленного одномерным квантованием не превышает 1,5 мэВ.

¹⁾ Институт Макса Планка, Штутгарт, ФРГ.

Поскольку в случае параболической потенциальной ямы в перпендикулярном магнитном поле энергетическое расщепление между квантовыми подуровнями ΔE определяется как циклотронным ($\hbar\omega_c$) так и одномерным ($\hbar\omega_0$) расщеплениями:

$$(\Delta E)^2 = (\hbar\omega_0)^2 + (\hbar\omega_c)^2, \quad (1)$$

то в квазиодномерных системах в магнитном поле следует ожидать усиления расщепления между уровнями Ландау. Таким образом, сравнивая значения циклотронного расщепления, измеренные в одномерном и двумерном случаях, можно определить величину одномерного квантования $\hbar\omega_0$.

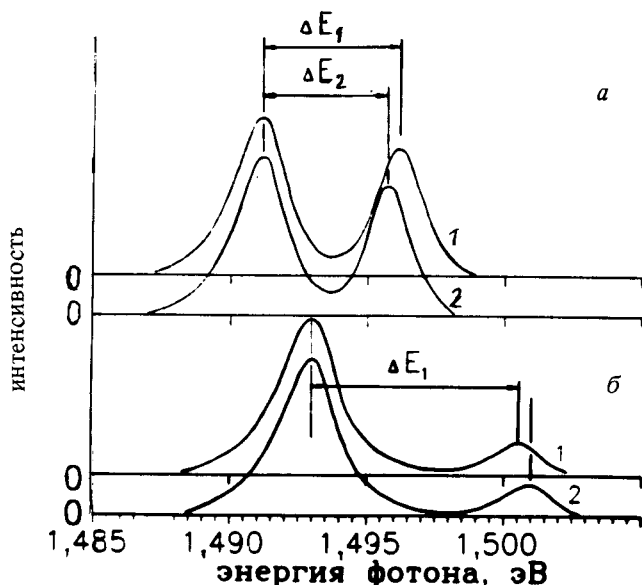


Рис. 1. Спектры излучательной рекомбинации, измеренные в одиночном гетеропереходе GaAs-AlGaAs с квантовыми нитями (1) и без них (2) при $n_S = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле $H = 3 \text{ Т}$ (а) и $H = 5 \text{ Т}$ (б)

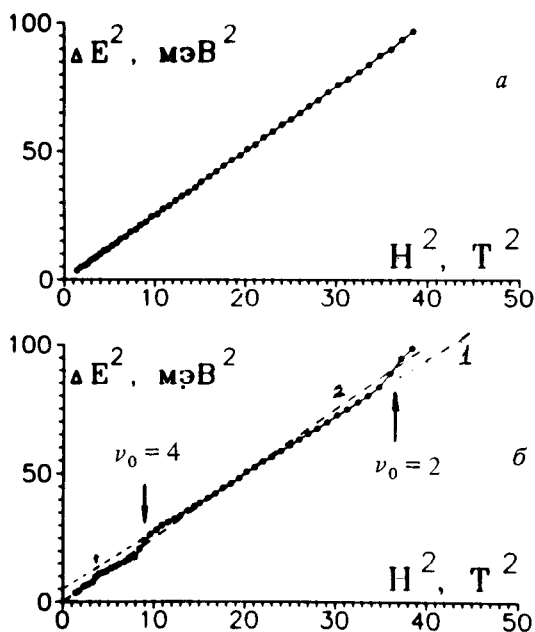


Рис. 2. Зависимости расщепления между уровнями Ландау от магнитного поля, измеренные в двумерном (а) и одномерном (б) случаях при $n_S = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Пунктиром показаны линейные аппроксимации, полученные методом наименьших квадратов для двумерного (2) и одномерного (1) случаев

На рис. 1 представлены спектры излучательной рекомбинации, измеренные в одиночном гетеропереходе GaAs—AlGaAs как до изготовления квантовых нитей (2), так и после их изготовления (1). Отметим, что чаще сравнивались различные куски одной и той же пластины, которые были абсолютно эквивалентны до того как часть из них была использована для приготовления квазиодномерных структур. Как видно из рис. 1, наличие квантовых нитей действительно приводит к изменению расщепления уровней Ландау, однако эти изменения не соответствуют формуле (1). В эксперименте при изменении магнитного поля наблюдается как увеличение, так и уменьшение циклотронного расщепления в квазиодномерной системе, по сравнению с чисто двумерным случаем. Качественно такое поведение расщепления наблюдалось для всех структур и для различных концентраций электронов.

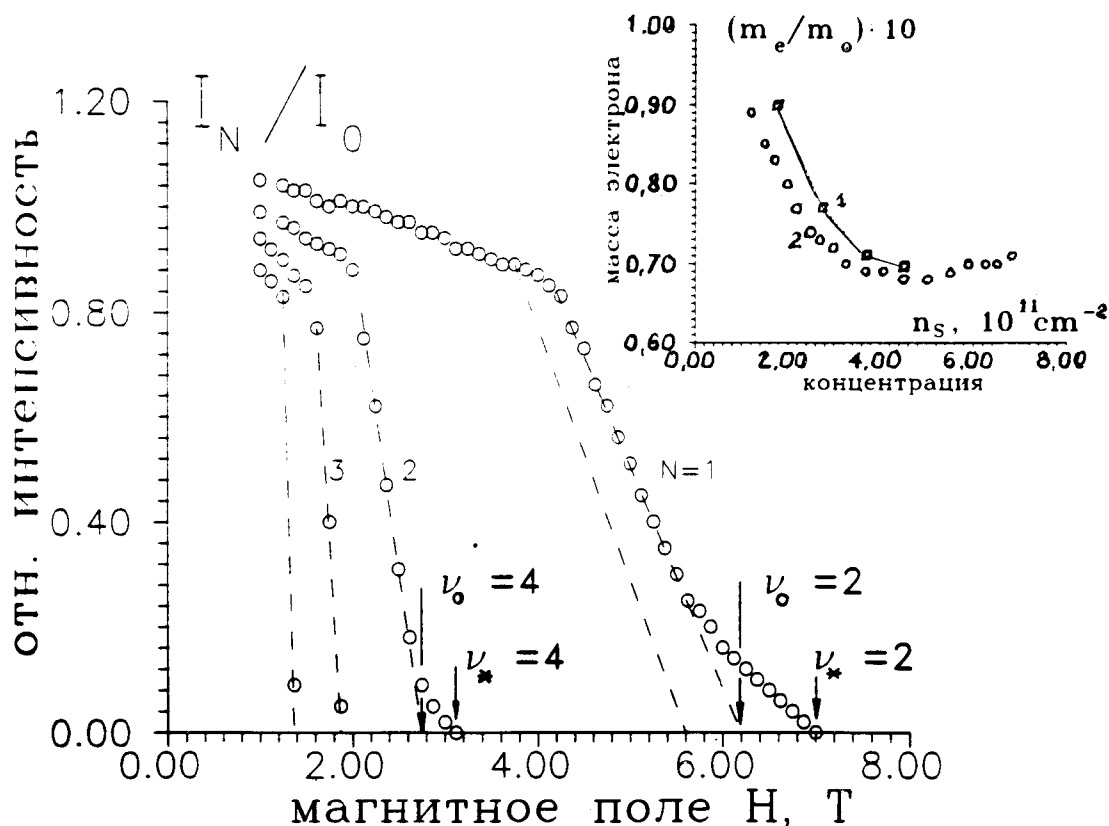


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности (I_N/I_0) линии излучения, отвечающей рекомбинации электронов с N -го уровня Ландау от магнитного поля. На вставке показаны зависимости массы двумерных и одномерных электронов от концентрации, измеренные из зависимостей $\Delta E(H)$

На рис. 2. показаны зависимости расщепления уровней Ландау от магнитного поля, измеренные в одинаковых условиях для квазиодномерной структуры типа А (с периодом $d = 300$ нм) и для двумерной системы без квантовых нитей при $n_s = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (данные представлены в координатах, соответствующих (1)). Как видно из верхней части этого рисунка, в двумерном случае наблюдается линейная зависимость $\Delta E(H)$, наклон которой определяется массой электронов: $m_e = 0,073m_0$ при $n_s = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (изменение массы двумерных электронов от их концентрации, определенное таким методом, показана на вставке к рис. 3). Зависимость циклотронного расщепления, измеренная в квазиодномерном случае, представлена в нижней части рис. 2 и не соответствует уравнению (1).

Из рис. 2 видно, что в одномерном случае по мере увеличения магнитного поля наблюдается скачкообразное изменение расщепления Ландау в спектре люминесценции, причем эти скачки происходят в момент опустошения очередного уровня Ландау, которое сопровождается исчезновением соответствующей линии излучательной рекомбинации. Кроме того, характерный наклон зависимости квадрата расщепления (ΔE^2) от квадрата магнитного поля, измеренный в структурах с квантовыми нитями, отличается от наклона, определенного в двумерном случае. Из сопоставления зависимостей $\Delta E^2(H^2)$, измеренных в одномерном и двумерном случаях, можно сделать два вывода:

а. Эффективная масса электронов в одномерной системе превышает массу двумерных электронов: при $n_S = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m_{1D} = 0,077m_0$, $m_{2D} = 0,073m_0$ (см. вставку к рис. 3).

б. Форма одномерной потенциальной ямы и величина размерного квантования зависят от магнитного поля, а именно от числа заполненных уровней Ландау. При этом потенциальная яма тем уже, чем сильнее магнитное поле: $\hbar\omega_0 = 1,4 \text{ мэВ}$ при трех заполненных уровнях Ландау ($N = 3$) и $\hbar\omega_0 = 2,2 \text{ мэВ}$ при $N = 2$ для структуры типа А при $d = 300 \text{ нм}$ и $n_S = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Изменение ширины потенциальной ямы должно приводить к изменению локальной двумерной концентрации электронов и, следовательно, к изменению заполнения уровней Ландау, что должно отражаться на изменении относительной интенсивности соответствующих линий в спектре излучения. На рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности линий люминесценции, отвечающих рекомбинации электронов с различных уровней Ландау ($N = 0, 1, 2, 3, 4$). Резкое уменьшение интенсивности соответствует опустошению уровня. Из рис. 3 видно, что при малых N момент полного опустошения уровня Ландау сдвигается в сторону больших магнитных полей, что отвечает увеличению локальной концентрации n_S , причем чем больше H , тем сильнее эффект (см. вставку на рис. 3). Согласно этим оценкам локальная концентрация n_S увеличилась (а значит ширина ямы уменьшилась) в 1,3 раза при увеличении H от 2 Т до 5 Т.

Наблюдаемое нами сужение потенциальной ямы в магнитном поле мы связываем с изменением квантового экранирования потенциала ямы электронами, которое происходит по мере опустошения квантовых подуровней в магнитном поле (аналогичное изменение формы ямы происходит при уменьшении числа заполненных одномерных подзон при $H = 0$ ¹⁰).

В заключение авторы благодарят В.Д.Кулаковского, С.В.Мешкова, В.Б.Тимофеева, В.И.Фалько и В.Б.Шикина за полезные обсуждения.

Литература

1. *Van Wees B.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 848.
2. *Roukes M.L. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 59, 3011.
3. *Skocpol W.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 2865.
4. Кукушкин И.В., Тимофеев В.В. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 413.
5. *Kukushkin I.V. et al.* Sol. State Comm., 1989, 70, 1015.
6. *Kukushkin I.V. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 37, 8509.
7. *Kukushkin I.V. et al.* Festkorperprobleme, 1988, 28, 21.
8. *Demel T. et al.* Apl. Phys. Lett., 1988, 53, 2176.
9. *Kukushkin I.V. et al.* Phys. Rev. B, 1989, 40, 4179.
10. *Laux S.E. et al.* Surf. Sci., 1988, 196, 101.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 января 1990 г.