

## Электронный энергетический спектр, эффекты квантовой интерференции и закономерности межэлектронного взаимодействия в неупорядоченных полупроводниковых наноструктурах

Арапов Ю.Г., Альшанский Г.А., Карсканов И.В., Миньков Г.М., Неверов В.Н., Новокшионов С.Г., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Шерстобитов А.А., Якунин М.В.



Наши экспериментальные исследования явлений переноса (проводимости, эффекта Холла, магнитосопротивления) в широком интервале температур  $10^{-2}$  –  $10^2$  K и диапазоне магнитных полей до 12Тл в полупроводниковых квантовых ямах Ge/GeSi p-типа и InGaAs/GaAs с толщиной проводящих слоев (шириной потенциальных ям) порядка 10нм и теоретический анализ экспериментальных результатов позволили установить ряд новых закономерностей двумерных систем – характер локализации и механизмы проводимости, роль модифицированного беспорядком электрон-электронного взаимодействия в переходе “металл–диэлектрик”, аномалии квантового эффекта Холла в проводниках p-типа и локализацию в квантовых магнитных полях.

**I. Квантовый эффект Холла** в полупроводниках p-типа обнаруживает ряд специфических особенностей, связанных с вырождением валентной зоны. Рассчитанный спектр двумерных дырок в магнитном поле показал, что уровни магнитного квантования Ландау сублинейны по  $B$ , неэквидистантны, могут пересекаться, и некоторые щели подвижности (интервалы между уровнями) исчезать при определенных значениях параметров исходного спектра валентной зоны или параметрах ямы. Вследствие этого нарушается регулярность наблюдаемых плато холловского сопротивления и осцилляций продольного сопротивления. На рис. 1 представлены зависимости продольного и Холловского сопротивления в режиме квантового эффекта Холла и рассчитанные зависимости уровней Ландау и уровня Ферми. Активационная температурная зависимость минимумов сопротивления позволила найти щели подвижности.

**II. Квантовая интерференция и диффузионная проводимость.** В отсутствие магнитного поля проводимость двумерной системы определяется не только длиной пробега, но и квантовым вкладом из-за интерференции рассеянных на системе примесей электронных волн. Эта интерференция приводит к эффективному увеличению рассеяния назад и в конечном сче-

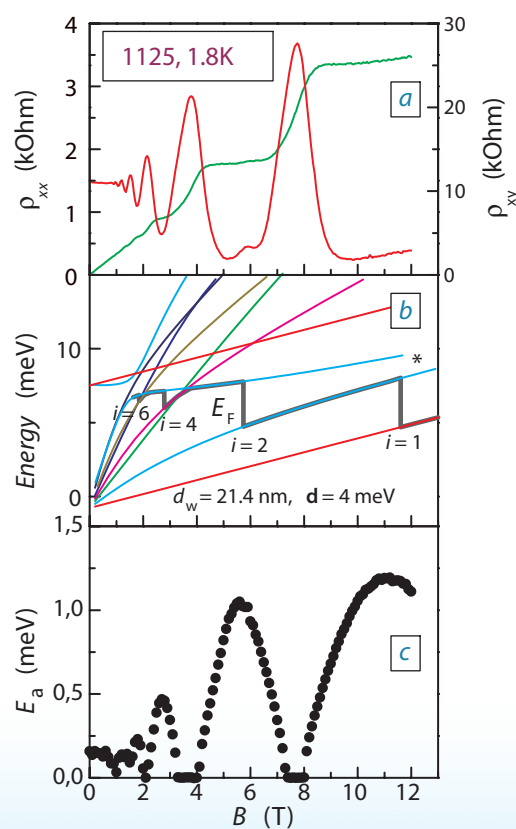


Рис.1

те к своеобразной “интерференционной” локализации электрона. Область интерференции (радиус локализации) ограничивается длиной неупругого рассеяния и при низких температурах намного превосходит длину пробега  $l$  (меж-

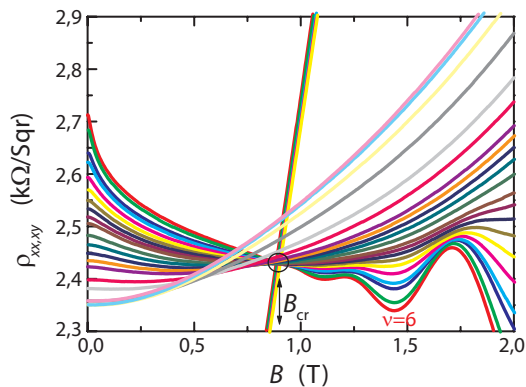


Рис.2

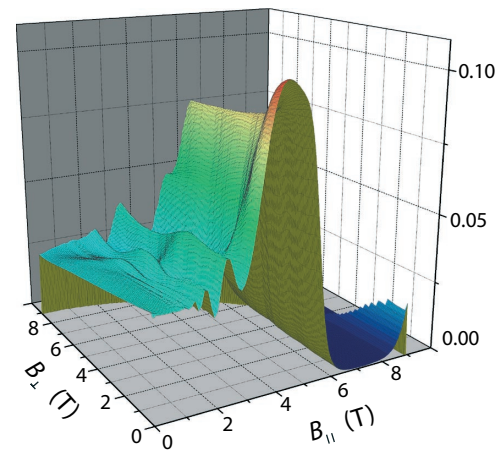


Рис.3

примесное расстояние). Аддитивный вклад эффектов интерференции уменьшает классическую друдевскую проводимость и проявляется обычно как логарифмически убывающая температурная зависимость сопротивления, а также отрицательное магнитосопротивление в достаточно слабых магнитных полях. Подробный анализ магнитосопротивления дает возможность точно определить время неупругого рассеяния  $\tau_{\varphi}$  и количественно описать температурную зависимость сопротивления вплоть до самых низких температур  $T = 10^{-2}$  К. Наибольший относительный вклад в проводимость интерференционные эффекты дают при малых значениях друдевской проводимости, когда параметр беспорядка  $k_F l \sim 1$  ( $k_F$  – фермиевский импульс). Низкотемпературные значения сопротивления при этом превышают классическую величину на 3-4 порядка, однако во всем диапазоне измерения сопротивления механизм проводимости является диффузионным, т.е. определяется случайным столкновением с примесями.

**III. Электрон-электронное взаимодействие и переход “металл–диэлектрик”.** В неупорядоченных двумерных системах в проводимость дают идентичный вклад также эффекты межэлектронного взаимодействия. Величина и знак этого вклада определяется константой взаимодействия и параметром беспорядка  $k_F l$ . Тонкая игра интерференционного и элект-

рон-электронного вкладов может приводить к немонотонной температурной зависимости сопротивления в образце или переходам “металл–диэлектрик” при изменении концентрации электронов, т.е. изменению знака производной  $dp/dT$ . Этот переход сопровождается также изменением знака магнитосопротивления. Демонстрацией этой закономерности служит рис. 2, где кривые магнитосопротивления, снятые при разных температурах, пересекаются в одной точке.

#### IV. Системы с двойной квантовой ямой.

Эта система реализуется, если в центре достаточно широкой ямы встроен потенциальный барьер. Спектр электрона в такой яме представляет собой две пространственные подзоны с волновыми функциями связывающего и антисвязывающего типа. Проводимость в такой системе зависит не только от нормального к плоскости ямы, но и от продольного магнитного поля. В частности, обнаружено отрицательное магнитосопротивление, обусловленное перестройкой электронного спектра в продольном поле. Осцилляционные эффекты в квантующих поперечных полях чрезвычайно чувствительны к приложенному дополнительно продольному полю, что показано на рис. 3. Таким образом, в двойной квантовой яме продольное поле является удобным параметром, изменяющим энергетический спектр и динамику явлений переноса.

<sup>1</sup> Arapov Yu.G., Alshanskii G.A., Harus G.I., Neverov V.N., Selushinina N.G., Yakunin M.V., and Kuznetsov O.A. *Nanotechnology* 13 (2002) 86.

<sup>2</sup> Arapov Yu.G., Harus G.I., Neverov V.N., Selushinina N.G., and Kuznetsov O.A.: *ЖЭТФ* 123 (2003) 137.

<sup>3</sup> Якунин М.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., и др. *ФНТ* 33 (2007) №2.

<sup>4</sup> Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Карсканов И.В., и др. *ФНТ* 33 (2007) №2.

<sup>5</sup> Novokshonov S.G., Groshev A.G., *Phys. Rev. B* 74 (2006) 245333; *Virtual Journal of Nanoscale & Technogy* 15 (2007) N2.

<sup>6</sup> Minkov G.M., Sherstobitov A.A., Germanenko A.V., Rut O.E., Larionova V.A., Zvonkov B.N. *Phys. Rev. B* 74 (2006) 045314.