

МАГНЕТООСЦИЛЛЯЦИИ В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ АНТИТОЧЕК

Г.М.Гусев, В.Т.Долгополов¹⁾, З.Д.Квон, А.А.Шашкин¹⁾,
В.М.Кудряшов, Л.В.Литвин, Ю.В.Настаушев

*Институт физики полупроводников СО АН СССР
630090, Новосибирск*

¹⁾*Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка, Московская обл.*

Поступила в редакцию 5 августа 1991 г.

Изучено магнетосопротивление двумерного электронного газа в сверхрешетке из антиточек. В слабых магнитных полях наблюдались осцилляции, обусловленные совпадением ларморовского радиуса с периодом сверхрешетки. В сильных полях обнаружены два периода квантовых осцилляций.

В последнее время возник интерес к двумерным электронным системам с пространственно модулированной концентрацией электронов. Предельными случаями таких систем со стопроцентной модуляцией являются система отдельных точек, вырезанных из плоскости двумерного газа, и система антиточек, в которых концентрация двумерных электронов равна нулю. Периодическая решетка антиточек, создаваемая в системах с двумерным электронным газом, обладает уникальным видом сверхрешеточного потенциала¹⁻³. С одной стороны это бесконечно высокий отталкивающий потенциал самих антиточек, а с другой - слабо модулированный периодический потенциал, возникающий из-за повышения барьера в области сужения между антиточками. Сочетание этих двух видов потенциалов может приводить к таким интересным явлениям как связывание квантовых точек в молекулы² и осцилляции Ааронова - Бомы³. В данной работе обнаружены новые осцилляции магнетосопротивления, поведение которых обусловлено влиянием потенциала антиточек на свойства двумерного электронного газа.

Периодическая решетка антиточек изготавливалась с помощью электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления на гетероструктурах GaAs/AlGaAs⁴. Параметры решетки были следующими: образец N1 - период $d = 1$ мкм, диаметр антиточек $a = 0,3$ мкм, N2 - $d = 0,8$ мкм, $a = 2$ мкм. Первый образец имел квадратную форму, а второй - форму холловского мостика, в котором антиточки покрывали часть образца между потенциальными зондами.

Введение антиточек уменьшило подвижность электронов в нулевом магнитном поле для структуры N1 в восемь-десять раз, а для структуры N2 в двенадцать раз. Подвижность исследованных образцов составляла, соответственно, $60 \cdot 10^3$ см²/В·с и $20 \cdot 10^3$ см²/В·с. Длина свободного пробега, полученная из этих значений оказалась несколько меньше, чем расстояние между антиточками.

Измерения проводили при непрерывной подсветке образцов с помощью красного светодиода. Интенсивность подсветки незначительно влияла на величину электросопротивления, однако рельеф кривой в слабых магнитных полях заметно изменялся. Существовал оптимальный уровень подсветки для наблюдения осцилляций в слабых магнитных полях.

Зависимости магнетосопротивления образцов в области слабых полей (до наступления осцилляций Шубникова - де Гааза) показаны на рис. 1. Видно, что при $B < 0,2$ Тл наблюдаются две осцилляции, положение максимумов которых соответствует условию $2R_c = nd$, где R_c - ларморовский радиус, $n = 1, 2$ (см. вставку на рис. 1). Отметим, что подобные осцилляции наблюдались совсем недавно в работе ⁵. Наблюдавшийся на образце N2 участок отрицательного магнетосопротивления может быть связан с подавлением обратного рассеяния квазибаллистических электронов в магнитном поле ⁶. Когда магнитное поле достигает значения, при котором выполняется условие $2R_c = d - a$, электронная орбита становится меньше, чем расстояние между антиточками, и электрон локализуется, описывая вокруг антиточки траектории в виде "розетки" ⁷. В этом случае следует ожидать рост сопротивления образца при увеличении магнитного поля, так что излом на кривой магнетосопротивления, показанный на рис. 1 для образца N2, можно связать с этим эффектом. К сожалению, размер a точно неизвестен из-за наличия областей обеднения вокруг антиточек. Однако, если вышеуказанное предположение верно, то этот размер может быть найден из эксперимента. Оценка по формуле $2R_c = d - a$ дает значение $a = 0,34$ мкм. Учитывая, что геометрический размер $a = 0,2$ мкм, получим ширину области обеднения $t = 0,07$ мкм. Это значение соответствует литературным данным. Используя его, можно найти ожидаемое место излома для образца N1, показанное пунктирной стрелкой на вставке к рис. 1.

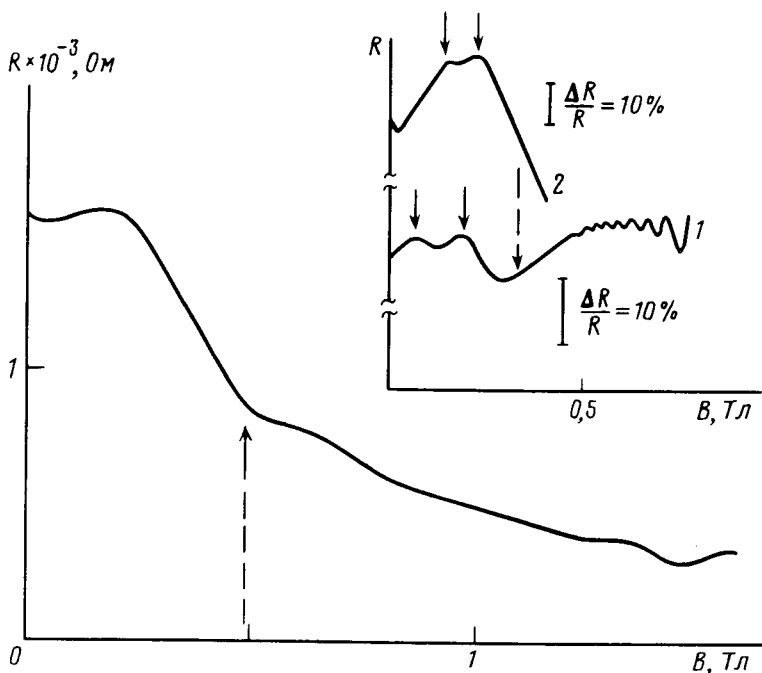


Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления образца с антиточками от магнитного поля, структура N2, $T = 1,3$ К. На вставке показаны такие же кривые при большей чувствительности: 1 - структура N1, 2 - N2. Сплошными стрелками отмечены максимумы осцилляций, пунктирные стрелки соответствуют месту излома кривых.

Излом на кривой магнетосопротивления является первым наблюдением локализации электронов вокруг искусственно созданного рассеивателя, что открывает перспективы исследования локализации электронов в системе рас-

сеивателей, параметрами которой можно будет управлять.

При дальнейшем увеличении магнитного поля наблюдаются обычные осцилляции Шубникова - де Гааза, однако, как видно из рис. 2, при $B > 1,5$ Тл возникают новые осцилляции со вторым, меньшим периодом по обратному магнитному полю. Они не могут быть связаны с неоднородностью образца, поскольку в этом случае оба периода осцилляций должны существовать во всей области магнитных полей. Для образца с периодом решетки $d = 0,8$ мкм картина осцилляций меняется радикально (рис. 2б): наблюдается сбой периода осцилляций, и в сильных полях глубокие минимумы имеют второй период, а осцилляции со старым периодом постепенно исчезают.

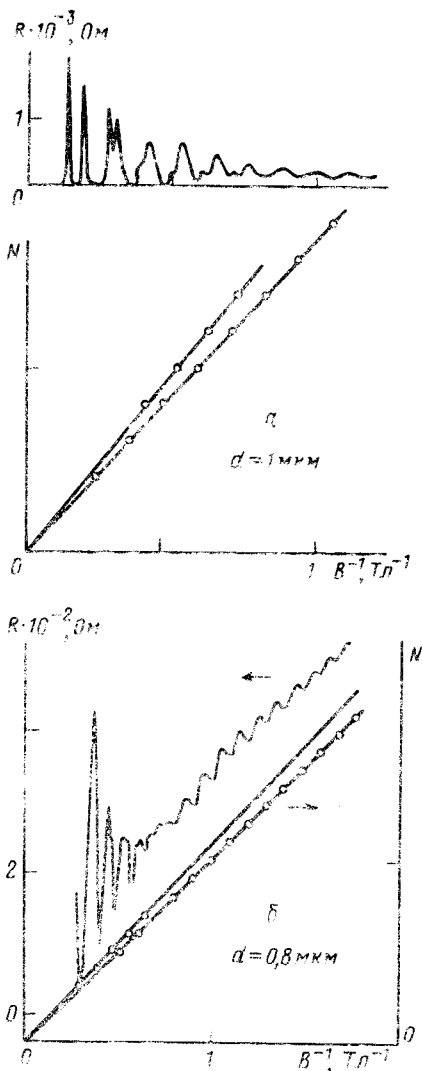


Рис. 2. Квантовые осцилляции на образцах с антиточками и положение минимумов осцилляций от магнитного поля. а - образец N1, $T = 0,2 \text{ К}$ б - N2, $T = 1,3 \text{ К}$

Причины появления второго периода квантовых осцилляций полностью не ясны. Одна из возможностей объяснения состоит в учете сверхрешеточного потенциала антиточек, вид которого показан на рис. 3. Периодический потенциал уширяет каждый уровень Ландау в зону, ширина которой в сильных полях равна величине потенциала V^2 . Плотность состояний в зоне Ландау имеет особенности, связанные с особыми точками периодического потенциала (рис. 3). Одна из этих точек соответствует минимуму энергии и притягивает

к скачку плотности состояния. Седловые точки дают расходимость плотности состояний в верхней части зоны Ландау⁹. В относительно слабых магнитных полях основной вклад в осцилляции проводимости обусловлен состояниями, соответствующими точке расходимости, однако при увеличении поля начинают проявляться состояния, принадлежащие минимуму периодического потенциала. Поскольку проводимость определяется не только плотностью состояний, но и временем релаксации, могут наблюдаться различные ситуации, в которых проводимость имеет минимумы, связанные либо с обеими особенностями плотности состояний в зоне Ландау, либо с одной из них. Различие периодов дает ширину зоны Ландау $V = 1,4$ мэВ.

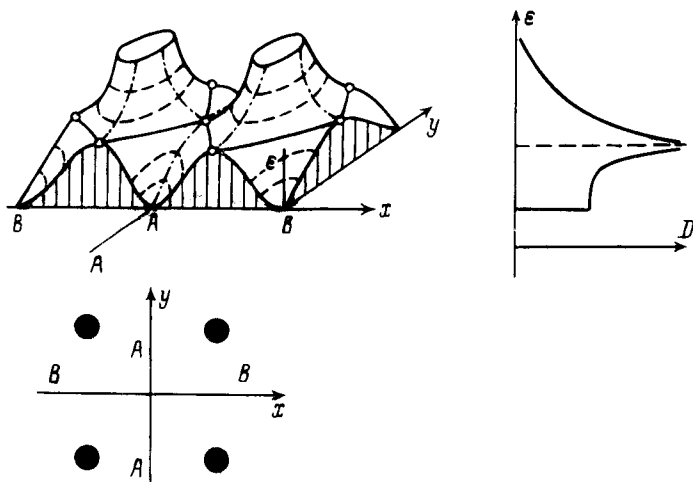


Рис. 3. Качественный вид потенциала в системе с антиточками. Отмечены седловые точки и проходящие через них линии уровня. Остальные эквипотенциальные линии показаны пунктиром. Внизу изображена система антиточек, а справа - качественный вид плотности состояний в зоне Ландау.

Таким образом, при измерении магнетосопротивления двумерных электронов в системе с антиточками были обнаружены два различных периода квантовых осцилляций, соответствующие двум группам носителей с различными траекториями движения в периодическом потенциале антиточек. Вклад этих групп в проводимость зависит от периода решетки и величины магнитного поля.

В заключение авторы благодарят М.В.Энтина и А.О.Говорова за многочисленные плодотворные обсуждения, Х.Райха за предоставление системы ЕЛРНУ для проведения электронно лучевой литографии, В.Г.Плюхина за проведение реактивного травления.

1. Ensslin K., Petroff P.M. Phys. Rev. B, 1990, 41, 12307.
2. Lorke A., Kotthaus J.P., Ploog K. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2559.
3. Smith C.C., Pepper M., Newberry R. et al. J. Phys.: Cond. Matt., 1990, 2, 3405.
4. Быков А.А., Гусев Г.М., Квон З.Д., и др. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 407.
5. Weiss D., Roukes M.L., Menschig A. et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 66, 2790.
6. Van Houton H., Beenakker C.W.J., van Wees B.J. In Semiconductors and Semimetals, ed. by M.A.Reed, N.Y.: Academic Press, 1990.
7. Баскин Э.М., Магарилл Л.И., Энтин М.В. ЖЭТФ, 1978, 75, 723.
8. Айзин Г.Р., Волков В.А. ЖЭТФ, 1984, 87, 1469.
9. Энтин М.В. частное сообщение.