

©1994 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ НА GaAs/AlGaAs БЕСКОНТАКТНЫМ СВЧ МЕТОДОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А.Ф.Булдыгин, Л.И.Магарилл, И.А.Панаев, С.А.Студеникин,
П.П.Вильмс, Н.В.Коваленко*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получена 12 января 1994 г. Принята к печати 14 февраля 1994 г.)

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования коэффициента отражения СВЧ волны от двумерной поверхностной сверхрешетки на GaAs/AlGaAs. Обнаружено, что магнитополевые зависимости коэффициента отражения носят осцилляционный характер. Проведен теоретический анализ экспериментальных данных на основе решения кинетического уравнения Больцмана для двумерных электронов, находящихся в поле поверхностной сверхрешетки, в постоянном магнитном поле и переменном электрическом поле СВЧ волны.

В последние годы внимание исследователей привлекают периодические системы из квантовых точек и проволок и поверхностные латеральные сверхрешетки, обладающие уникальными физическими свойствами [1-6]. До последнего времени транспортные свойства таких систем исследовались лишь на постоянном токе [1-3]. Представляет интерес изучение динамических свойств подобных систем [7,8].

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию магнитополевой зависимости коэффициента отражения СВЧ волны 8-миллиметрового диапазона от двумерной поверхностной сверхрешетки (dot-like structure) на GaAs/AlGaAs.

Измерения проводились на СВЧ установке, блок-схема которой представлена на рис. 1. СВЧ генератор (1) на основе диода Ганна, генерирующий на частоте $f = 38$ ГГц, возбуждает в прямоугольном волноводе сечением 3.4×7.2 мм² колебания типа H_{10} . СВЧ мощность через вентиль (2), аттенуатор (3) и ферритовый циркулятор (4) поступает на T-мост (5), где преобразуется в линейно-поляризованную волну типа H_{11} в цилиндрическом волноводе диаметром 6 мм, который изготовлен из тонкостенной трубки из нержавеющей стали. На конце волновода крепится исследуемый образец (6), повернутый активным

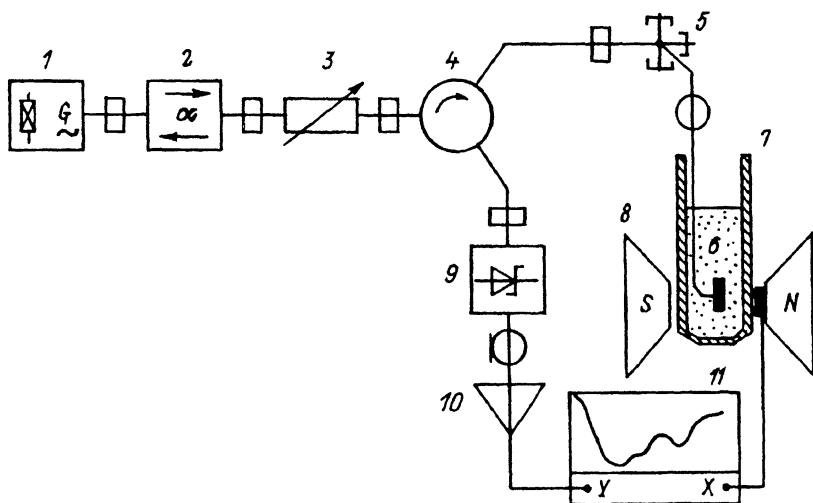


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

слоем к фронту падающей волны. Со стороны подложки к образцу плотно прижимается металлическая пластинка. Цилиндрический волновод с образцом помещается в гелиевый криостат (7) между полюсами электромагнита (8).

Отраженная от образца СВЧ волна по цилиндрическому волноводу через T -мост и циркулятор поступает на СВЧ-детектор (9). После детектирования сигнал усиливается (10) и подается на вход Y двухкоординатного самописца (11), на вход X которого подается сигнал с датчика Холла, пропорциональный величине магнитного поля. Для повышения чувствительности использовалась методика слабой модуляции по магнитному полю с синхронным детектированием сигнала на частоте модуляции [9]. Таким образом, измеряемый сигнал представлял собой величину, пропорциональную производной коэффициента отражения СВЧ мощности от образца по магнитному полю dR/dB .

Образцы изготавливались из селективно легированных гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным (2D) электронным газом с исходными параметрами при 4.2 К: подвижность $\mu = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, концентрация $n_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На поверхности гетероструктуры наносилась периодическая по двум направлениям маска фоторезиста с использованием метода голографической фотолитографии с двойным экспонированием [10]. Затем для создания потенциального рельефа проводилось травление структуры на небольшую глубину. В результате исходно однородный двумерный газ оказывался в периодическом сверхрешеточном потенциале с периодами по двум направлениям $a = 0.28 \text{ мкм}$, что было определено с помощью туннельного микроскопа.

На рис. 2 показана экспериментальная магнитополевая зависимость производной коэффициента отражения dR/dB от поверхностной сверхрешеточной структуры, описанной выше. Из рисунка видно, что на фоне плавной зависимости коэффициента отражения наблюдаются ос-

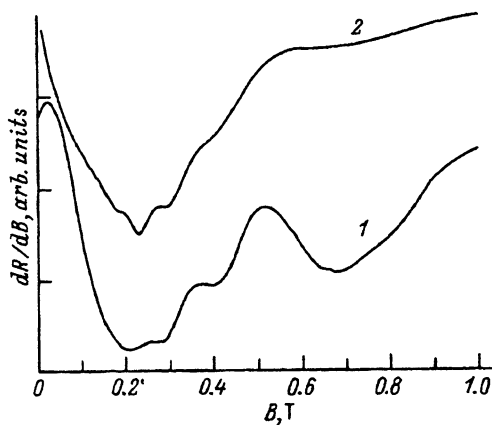


Рис. 2. Магнитополевые зависимости коэффициента отражения СВЧ волны от двумерной поверхностной сверхрешетки: 1 — эксперимент, 2 — теория. $f = 38$ ГГц.

цилляции. Для объяснения полученных экспериментальных данных был проведен теоретический анализ.

На первом этапе аналогично [11], но с учетом рассматриваемой волноводной геометрии, было получено выражение для коэффициента отражения СВЧ волны от образца, укрепленного на конце волновода. Считалось, что находящаяся за образцом металлическая пластинка полностью отражает волну. В рассматриваемом случае двумерной поверхностной сверхрешетки с одинаковыми периодами по обоим направлениям коэффициент отражения имеет следующий вид (ось x выбрана вдоль поляризации падающего на образец СВЧ излучения):

$$R = \left| \frac{|A|^2 + 2(1-A)\bar{\sigma}_{xx} - \bar{\sigma}_{xx}^2 - \bar{\sigma}_{yx}^2}{(A + \bar{\sigma}_{xx})^2 + \bar{\sigma}_{yx}^2} \right|^2 + 4 \left| \frac{\bar{\sigma}_{yx}}{(A + \bar{\sigma}_{xx})^2 + \bar{\sigma}_{yx}^2} \right|^2, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_{ij} = 4\pi\lambda_w\sigma_{ij}/c\lambda$, $\sigma_{ij}(\omega)$ — компоненты тензора двумерной динамической проводимости, $\omega = 2\pi f$, $A = 1 + i \operatorname{ctg}(kd)\lambda_w n/\lambda$, $k = 2\pi n/\lambda$; λ, λ_w — длины волн в вакууме и в волноводе; n, d — коэффициент преломления и толщина подложки. Как видно из (1), в общем случае связь между коэффициентом отражения и компонентами тензора проводимости не является линейной. Однако, если выполняются условия $|\bar{\sigma}| \ll |A|$ (для этого достаточно, чтобы при $n = 3.54$, $n_s = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ подвижность μ была меньше 10^5 см $^2/\text{В} \cdot \text{с}$), то формула (1) может быть упрощена. В результате получим следующее выражение:

$$R = 1 - \frac{16\pi\lambda_w \operatorname{Re}[\sigma_{xx}(\omega, B)]}{\lambda c|A|^2}. \quad (2)$$

В нашем случае необходимые условия выполнялись, поскольку, как будет видно из последующего, подвижность носителей после изготовления на поверхности образца сверхрешетки уменьшилась примерно до $5 \cdot 10^4$ см $^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Таким образом, можно считать, что в эксперименте измерялась величина, пропорциональная $d \operatorname{Re}(\sigma_{xx})/dB$. Для анализа экспериментальных данных необходимо найти σ_{xx} . Для этого мы обобщили подход, развитый в работе [12] для вычисления статического

магнитосопротивления структуры с одномерной модуляцией, на случай двумерной сверхрешетки в переменном электрическом поле. Выражение для динамической проводимости находилось на основе решения классического уравнения Больцмана для $2D$ электронного газа, находящегося в периодическом потенциале сверхрешетки, постоянном магнитном поле и переменном электрическом поле СВЧ волны. Оно имеет вид

$$\sigma_{xx} = Ne^2 \tilde{D}_0 [1 + (\tilde{\gamma}^2 - 1) \tilde{K}], \quad (3)$$

$$\tilde{K} = \frac{(ql\epsilon)^2}{2(1 + \tilde{\gamma}^2)1 - \tilde{S}}, \quad (4)$$

$$\tilde{S} = \delta \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{J_k^2(qv_F/\omega_c)}{k^2\gamma^2 + \delta^2}, \quad (5)$$

где $\gamma = \omega_c\tau$, $\tilde{\gamma} = \omega_c\tilde{\tau}$, $\delta = 1 - i\omega\tau$, ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации, $\tilde{\tau} = \tau/\delta$, $q = 2\pi/a$, $l = v_F\tau$ — длина свободного пробега, v_F — фермиевская скорость, $\epsilon = eV_0/E_F$ — безразмерный параметр, характеризующий модулирующий латеральный потенциал $V(x, y)$ (предполагалось, что $V(x, y) = V_0\sqrt{2}[\sin(qx) + \sin(qy)]$, V_0 — среднеквадратичная амплитуда потенциала, E_F — энергия Ферми), $N = m/\pi\hbar^2$ — плотность состояний $2D$ электронного газа, $\tilde{D}_0 = v_F^2\tilde{\tau}/2(1 + \tilde{\gamma}^2)$ — динамический коэффициент поперечной диффузии.

Для $\sigma_{yx}(\omega, B)$ можно написать аналогичное выражение:

$$\sigma_{yx} = Ne^2\tilde{\gamma}\tilde{D}_0[1 - 2\tilde{\gamma}\tilde{K}]. \quad (6)$$

Формулы (3) и (6) получены в предположении слабой модуляции ($\epsilon^2 \ll 1$). Нетрудно убедиться, что при $\omega = 0$ из (3) и (6) для ρ_{yy} [$\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1}(0, B)$ — тензор магнитосопротивления] получается выражение, приведенное в [12].

Перейдем к анализу полученных результатов. На рис. 3 приведены магнитополевые зависимости производной поперечной проводимости $d \operatorname{Re}(\sigma_{xx})/dB \sim dR/dB$ для поверхностной сверхрешетки на GaAs/AlGaAs, полученные численным расчетом по формулам (3)–(5) при $\mu = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $V_0 = 3.0 \text{ мВ}$ ($\epsilon = 0.18$), $f = 38 \text{ ГГц}$. Параметры выбирались оптимальным образом в смысле наиболее близкого соответствия экспериментальным данным. Все кривые нормированы и сдвинуты относительно друг друга по вертикали. Кривая 1 рассчитана при $\omega = 0$ и $V_0 = 0$, т.е. соответствует статической поперечной проводимости немодулированного $2D$ электронного газа в магнитном поле. Кривая 2 получена для $\omega \neq 0$ и $V_0 = 0$, т.е. изображает поведение динамической проводимости однородного двумерного газа. Минимум на кривой 2 сдвинут в область больших магнитных полей по сравнению со статическим случаем (кривая 1). Циклотронный резонанс на кривой 2, который в наших условиях соответствует магнитному полю 0.09 Т , не проявляется в виде знакопеременного поведения $d \operatorname{Re}(\sigma_{xx})/dB$ из-за малой подвижности носителей.

Кривая 3, рассчитанная при $\omega = 0$, $V_0 \neq 0$, показывает, что модулирующий потенциал поверхностной сверхрешетки приводит к осцилляционному поведению статической проводимости. Эти осцилляции,

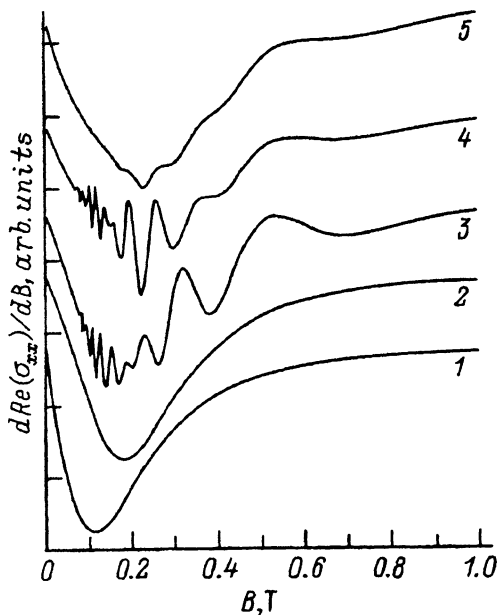


Рис. 3. Теоретические магнитополевые зависимости производной поперечной проводимости по магнитному полю (см. пояснения в тексте).

называемые осцилляциями Вейсса [1], имеют место при соизмеримости диаметра циклотронной орбиты с периодом сверхрешетки и изучались ранее только в статическом магнитосопротивлении [1-3]. Кривая 4 на рис. 3 изображает теоретическую зависимость коэффициента отражения СВЧ волны ($\omega \neq 0, V_0 \neq 0$). Отметим, что, как видно из формулы (3), амплитуда осцилляций квадратично уменьшается с уменьшением ϵ , что затрудняет наблюдение осцилляций Вейсса в проводимости при малых амплитудах моделирующего потенциала.

Как показали расчеты, в рассматриваемом случае ($\mu = 5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $a = 0.28 \text{ мкм}$) осцилляции полностью исчезают при $f > 150 \text{ ГГц}$. Исчезновение осцилляций Вейсса на высокой частоте, по-видимому, связано с тем, что при ω , большей некоторой критической частоты, электрон за период колебания электрического поля не успевает завершить полную циклотронную орбиту в магнитных полях, где существуют осцилляции Вейсса. Поэтому для наблюдения вейссовских осцилляций в более высокочастотном диапазоне, например в субмиллиметровой области, необходимо использовать более короткопериодные сверхрешетки. Вопрос о подавлении вейссовских осцилляций на высоких частотах требует дополнительного анализа.

Из сравнения кривых 3 и 4 на рис. 3 можно сделать вывод, что в динамическом режиме по сравнению со статическим случаем изменяется структура (амплитуда и положение) осцилляций. Кроме того, в области слабых магнитных полей изменяется форма монотонной зависимости магнитопроводимости.

Численные расчеты на основе формулы (3) показывают, что наличие поверхностной сверхрешетки вызывает также изменение монотонной зависимости статического магнитосопротивления, в частности приводит к появлению не только положительного магнитосопротивле-

ния в сильных магнитных полях [13], но и к отрицательному магнитосопротивлению в области слабых полей, где осцилляции Вейсса уже не видны. Величина отрицательного магнитосопротивления возрастает с увеличением амплитуды сверхрешеточного потенциала и с уменьшением подвижности, поэтому этот эффект не проявился в расчетах [12]. Более подробное обсуждение особенностей монотонного поведения магнитосопротивления и проводимости выходит за рамки данной публикации.

Из рис. 3 (кривая 4) видно, что теория предсказывает большое количество осцилляций. Экспериментально наблюдается гораздо меньшее число осцилляций (рис. 2). Учет конечной температуры, при которой выполнялись измерения, не дает наблюдаемой величины амплитуды осцилляций. Для наиболее близкого описания экспериментальных данных потребовалось предположить наличие неоднородности по площади структуры на размерах волновода, которая приводит к разбросу радиусов циклотронных орбит и, следовательно, к размытию осцилляций. В наших численных расчетах неоднородность структуры была смоделирована как неоднородность по концентрации носителей заряда следующим образом:

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta E_F}{[(E_F - E_{F0})^2 + \delta E_F^2]} \sigma_{xx} \Big|_{E_F} dE_F, \quad (7)$$

где $E_{F0} = n_{s0}/N$, $\delta E_F = \delta n_s/N$. Кривая 5 на рис. 3 вычислена на основе (3) с учетом (7) при $\delta n_s/n_{s0} = 0.25$. Таким образом, оказалось, что для удовлетворительного описания эксперимента потребовалось предположить наличие неоднородности около 25%. Для удобства сравнения с экспериментом на рис. 2 представлена теоретическая зависимость (кривая 2) с учетом неоднородности по площади структуры. Из рис. 2 видно, что теоретическая кривая достаточно хорошо описывает экспериментальную зависимость.

Таким образом, в работе получены экспериментальные магнитопольевые зависимости коэффициента отражения на частоте 38 ГГц от поверхностной сверхрешетки на GaAs/AlGaAs. Впервые наблюдались осцилляции Вейсса в динамическом режиме. Получено теоретическое выражения коэффициента отражения от структур с двумерным газом, прижатых к волноводу. Показано, что только в случае структур с не очень большой подвижностью электронов коэффициент отражения пропорционален поперечной компоненте тензора динамической проводимости. Получено теоретическое выражение для динамической проводимости поверхностной двумерной сверхрешетки. Проведено сравнение динамического случая со статическим. Наиболее точного описания эксперимента удалось достичь при допущении неоднородности структуры по площади около 25%.

В заключение выражаем благодарность А.И. Торопову и Н. Мошегову за предоставление исходных гетероструктур GaAs/AlGaAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды 93-02-15997 и 93-02-15181).

Список литературы

- [1] D. Weiss, K. von. Klitzing, K. Ploog. Surf. Sci., **229**, 88 (1990).
- [2] R.R. Gerhardts, D. Weiss, U. Wulf. Phys. Rev. B, **43**, 5192 (1991).
- [3] D.Weiss, M.L. Roukes, A. Mensching, P. Grambow, K. von. Klitzing, G. Weimann. Phys. Rev. Lett, **66**, 2790 (1991).
- [4] A.R. Goni, A. Pinczuk, J.S. Weiner, B.S. Dennis, L.M. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **70**, 1151 (1993).
- [5] R.R. Gerhardts, D. Pfannkuche. Surf. Sci. **263**, 324 (1992).
- [6] R.B.S. Oakeshott, A.J. Mackinnon. J. Phys.: Cond. Matt., **5**, 6991 (1993).
- [7] S.A. Mikhailov, V.A. Volkov. J. Phys.: Cond. Matt., **4**, 6523 (1992).
- [8] С.А. Михайлов. Письма в ЖЭТФ, **57**, 570 (1993).
- [9] S.A. Studenikin, E.M. Skok. Phys. St.Sol. (b), **134**, 745 (1986).
- [10] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, В.Б. Бесман, П.П. Вильмс, Н.В. Коваленко, Н.Т. Мошегов, А.И. Горопов. ФТП, **26**, 539 (1992).
- [11] Л.И. Магарилл, Э.М. Скок, С.А. Студеникин. ФТТ, **33**, 962 (1991).
- [12] C.W.J. Beenakker. Phys. Rev. Lett., **62**, 2020 (1989).
- [13] A.K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S.V. Dubonos, P.E. Lindelof. Phys. Rev. B, **46**, 4324 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова
