

## ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ДВУМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Гусев Г. М., Квен З. Д., Бесман В. Б., Вильмс П. П., Коваленко Н. В.,  
Мошегов Н. Г., Торопов А. И.

Изучены шубниковские осцилляции двумерных электронов, находящихся в двумерном периодическом потенциале. Обнаружены расщепления уровней Ландау и аномалии в период осцилляций, обусловленные влиянием этого потенциала.

В последнее время большой интерес вызывают исследования двумерных электронных систем в потенциале двумерной сверхрешетки и в квантующем магнитном поле [1,2]. Всплеск такого интереса вызван как теоретически предсказанными свойствами этих систем (в частности, существованием энергетических уровней фрактального типа, когда магнитный поток сквозь элементарную ячейку сверхрешетки сравним с квантом магнитного потока [3,4]), так и успехами технологии, позволяющей в принципе создавать латеральные сверхрешетки (СР) с периодом  $d \approx 0.1$  мкм.

В данной работе сообщается о результатах исследования осцилляций Шубникова—де-Гааза двумерных электронов в квадратной СР с периодом  $d = 0.24$  мкм.

Исходные гетероструктуры AlGaAs/GaAs выращивались методом МЛЭ и имели двумерный электронный газ со следующими параметрами: концентрацией электронов  $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>2</sup>, подвижностью  $\mu = 5 \div 20 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с. Далее голографическим методом на резисте AZ 300 с помощью двух последовательных экспозиций с поворотом образца на 90° создавались квадратные сверхрешетки с периодом  $d \approx 0.24$  мкм. Нелинейная зависимость чувствительности фоторезиста к засветке позволила получить профиль решетки, отличный от синусоидального. При этом, как показали измерения с помощью туннельного микроскопа, ширина полосок после проявления резиста на границе фоторезист—образец составляла  $t = 100 \div 300$  Å (рис. 1). Затем проводилось плазмохимическое травление на различную глубину сильно легированного слоя GaAs, экранирующего гетероструктуру от поверхностного поля. Было установлено, что при травлении GaAs на глубину, составляющую более половины его толщины, проводимость газа двумерных электронов исчезала, и, по-видимому, после такого травления образец представлял собой набор квантовых точек.

При меньших глубинах травления (примерно 40÷70 Å) формировался двумерный газ с модулированным периодическим потенциалом. В эксперименте было исследовано четыре образца, имеющих две разные глубины травления GaAs. Измерения проводились в геометрии Ван-дер-Пау при температуре 1.3±4.2 К в полях до 8 Т.

На рис. 2 показаны зависимости диагональной ( $\rho_{xx}$ ) и холловской ( $\rho_{xy}$ ) компонент удельного сопротивления исследованных образцов от магнитного поля при различных значениях концентрации  $n_s$ , регулируемой с помощью межзонной подсветки. Видно, что при малых  $n_s$  и наибольших величинах потенциала сверхрешетки  $V$  осцилляции Шубникова—де-Гааза имеют при  $B > 2$  Т аномальное поведение: с увеличением  $B$  их величина в максимумах уменьшается, а не растет как обычно, а при  $B > 3$  Т вместо максимума появляются провалы,

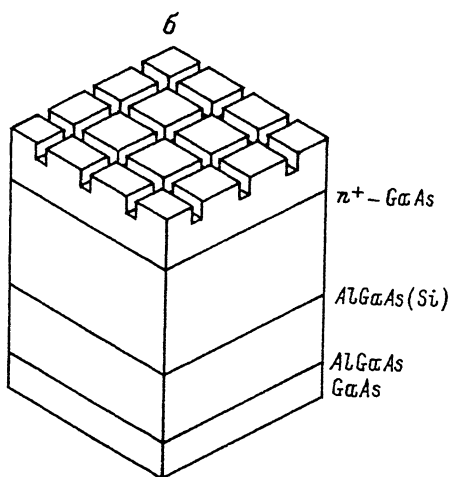
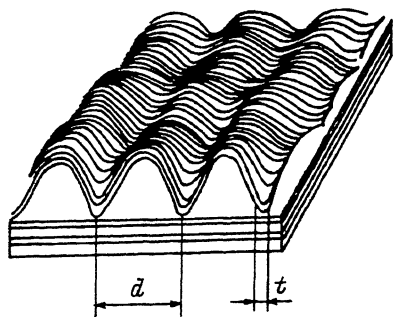


Рис. 1.

а — профиль фоторезиста после экспозиции, полученный при помощи туннельного микроскопа, б — схематический вид образца.

растет как обычно, а при  $B > 3$  Т вместо максимума появляются провалы, свидетельствующие о расщеплении уровня Ландау, причем если при  $n_s < 5 \cdot 10^{11}$  (кривые 1 и 2) в исследованном диапазоне  $B$  наблюдается только один провал при  $B > 4$  Т, то при  $n_s > 5.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> провалы имеют уже не одну, а несколько осцилляций, и они появляются при  $B \approx 3$  Т.

При дальнейшем увеличении мощности и времени подсветки (кривая 4)  $n_s$  меняется слабо, но описанные выше аномалии исчезают и наблюдаются обычные шубниковские осцилляции. По-видимому, это связано с сильным уменьшением амплитуды модулирующего потенциала  $V$ . В этой ситуации в области слабых полей ( $B < 1$  Т) возникают новые осцилляции, период которых удовлетворяет условию  $2R_c = (n + 1/4)d$ , где  $R_c$  — ларморовский радиус. Эти осцилляции наблюдались ранее в одномерном периодическом [5] и в двумерном потенциалах [6, 7].

Отметим, что появление провалов в  $\rho_{xx}$  ( $B$ ) не сопровождается какими-либо дополнительными плато. Это, во-первых, означает, что они не связаны со спиновым расщеплением, во-вторых, то, что внутри щелей, обуславливающих появление аномальных минимумов  $\rho_{xx}$ , транспорт электронов не описывается стандартными представлениями, в соответствии с которыми каждый глубокий минимум в  $\rho_{xx}$  должен сопровождаться своим плато.

На рис. 3, а показана зависимость  $\rho_{xx}$  от  $B$  для образца с большей подвижностью и другой глубиной травления. Видно, что он ведет себя иначе: наблюдаются осцилляции не только с одним расщеплением, но и с двумя. Другим отличительным свойством этого образца является наличие двух периодов в слабых и сильных магнитных полях (рис. 3, б).

Обсудим полученные результаты. В случае слабого периодического потенциала ( $V \ll \epsilon_F$ ) уровень Ландау превращается в магнитную зону, ширина которой осциллирует с магнитным полем [8, 9]. Это должно приводить к осцилляциям  $\rho_{xx}$  в слабых полях, исчезающих при увеличении потенциала  $V$  [8]. Подобное поведение действительно наблюдается в нашем эксперименте (рис. 2).

Как говорилось выше, наиболее значительные аномалии в  $\rho_{xx}$ , указывающие на дополнительные расщепления уровня Ландау, наблюдаются в ситуации, когда осцилляции в слабых полях отсутствуют, т. е. при  $V \sim \epsilon_F$ . К настоящему времени такого рода расщепления теоретически предсказывались только в случае соизмеримости потока через ячейку сверхрешетки  $\Phi$  с квантом магнитного потока  $\Phi_0 = hc/e$  [3, 4]. В нашей ситуации при  $B > 2$  Т  $\Phi/\Phi_0 > 30$ , и этот случай, по-видимому, не реализуется. Отметим, что недавно в работах [10, 11] сообщалось о наблюдении особенностей в  $\rho_{xx}$  и магнитоемкости на образцах с двумерной

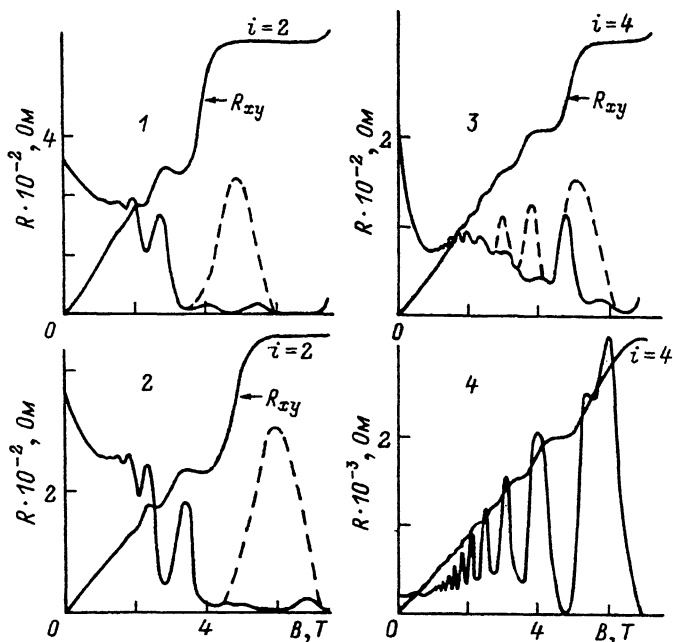


Рис. 2. Зависимость продольного и холловского сопротивления от магнитного поля одного из образцов для различных концентраций электронов  $n_s$  ( $10^{11}$  см $^{-2}$ ).

1 — 3.4, 2 — 4.2, 3 — 6.0, 4 — 6.6;  $T = 1.3$  К. Штриховая линия — формы шубниковских осцилляций в образцах без двумерного потенциала.

сверхрешеткой с притягивающим потенциалом. Численный расчет плотности состояний в модели сильного потенциала в образцах размером порядка длины свободного пробега  $l$  привел к осцилляциям плотности состояний зоны Ландау, число которых оказалось равным  $l/2d$  [11]. Однако физическая интерпретация результатов, полученных численным моделированием, отсутствует. В данной работе мы наблюдали особенности в  $\rho_{xx}$  в сверхрешетке с отталкивающим потенциалом. Это дает основания полагать, что аномальные минимумы в  $\rho_{xx}$  не зависят от вида потенциала.

Эффективное уменьшение периода осцилляций по обратному полю, наблюдаемое нами в эксперименте (рис. 3, б), по-видимому, связано с большим вкладом

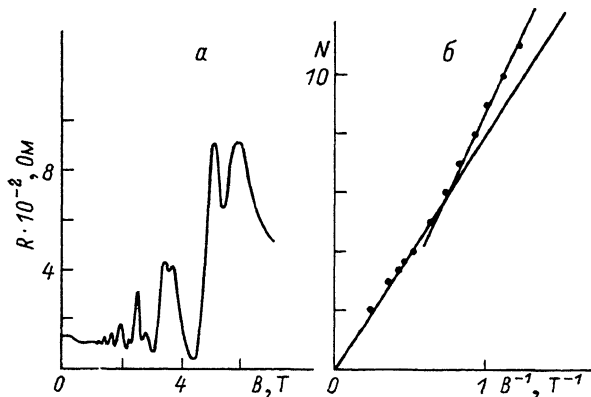


Рис. 3.

а — зависимость сопротивления от магнитного поля для образца с другой глубиной травления верхнего слоя GaAs;  $T = 1.3$  К. б — положение минимумов шубниковских осцилляций от обратного магнитного поля.

в проводимость состояний вблизи максимумов потенциала при  $R_c < d$ . Этим состояниям легче делокализоваться, поскольку потенциал образует бесконечную сетку. В слабых магнитных полях период осцилляций определяется уже средней концентрацией электронов. Этот факт позволяет оценить амплитуду потенциала по разности концентраций в сильных и слабых полях. Такая оценка дает значение  $V \approx 5.5$  мэВ.

В заключение авторы благодарят В. Г. Плюхина за проведение плазмохимического травления, А. В. Чаплика, М. В. Энтина и О. А. Говорова за обсуждение.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ismail K., Smith T. P. III, Masselink W. T., Smith H. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 26. P. 2766.
- [2] Liu C. T., Nakamura K., Tsui D. C. et al. // Surf. Sci. 1990. V. 228. N 1-3. P. 527.
- [3] Hofstadter D. R. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 4. P. 2239.
- [4] Thoules D. J., Kohmoto M., Nightingale M. P., Nijis M. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 405.
- [5] Gerhardt R. R., Weis D., von Klitzing K. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1173; Winkler R. W., Kotthaus J. P., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 10. P. 1177.
- [6] Weis D., von Klitzing K., Ploog K., Weinmann G. // Surf. Sci. 1990. V. 229. N 1-3. P. 88.
- [7] Alves E. S., Beton P. H., Henini M. et al. // J. Phys. Cond. Matter. 1989. V. 1. N 43. P. 8257.
- [8] Beton P. H., Alves E. S., Main P. C. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 14. P. 7633.
- [9] Айзин Г. П., Волков В. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 4. С. 1469.
- [10] Liu C. T., Tsui D. C., Shayegan M. et al. // Abstracts of XX Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki, 1990. P. 490.
- [11] Lin C. T., Tsui D. C., Shayegan M. et al. // Sol. St. Commun. 1990. V. 75. N 5. P. 395.

Институт физики полупроводников  
СО РАН  
Новосибирск

Получена 17.10.1991  
Принята к печати 31.10.1991