

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

С. В. Морозов, Ю. В. Дубровский

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, 142432, Черноголовка, Россия
(Получена 24 февраля 1993 г. Принята к печати 30 марта 1993 г.)

Исследуется транспорт двумерных электронов в широких и коротких (≈ 1 мкм) гетероструктурах в квантующих магнитных полях. Обнаружено, что нелинейные зависимости дифференциальной проводимости от напряжения на образце V_c имеют характерные особенности при eV_c , равном половине расстояния между уровнями Ландау ($\hbar\Omega_c/2$). При этом характер нелинейности периодически изменяется с числом заполненных уровней Ландау.

Естественным энергетическим масштабом в квантующих магнитных полях является расстояние между уровнями Ландау $\hbar\Omega_c$. Существует ряд работ, где транспортные свойства двумерного электронного газа (ДЭГ) явно связаны с величиной $\hbar\Omega_c$. Так, в работе [1] в узких (≈ 1 мкм) гетероструктурах пробой равновесного эффекта Холла (КЭХ) происходил при напряжениях на образце, равных $\hbar\Omega_c/e$, где e — заряд электрона. В работах [2, 3] обнаружена тонкая структура в запробойной области КЭХ, кратная $\hbar\Omega_c$. Нелинейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) с порогом по холловскому напряжению, равным $\hbar\Omega_c/e$, обнаружены и при полуполном заполнении уровней Ландау [4]. Как правило, для объяснения экспериментальных результатов предлагаются модели, учитывающие квазиупругие переходы электронов между уровнями Ландау [5, 6] или рассеяние краевых состояний [4, 7]. Отметим работу [8], в которой экспериментально исследовано нелинейное токопрохождение через границу раздела между двумя областями ДЭГ с различными концентрациями электронов, непосредственно связанное с переходами между уровнями Ландау.

В нашей работе исследовался транспорт ДЭГ в геометрии, несколько отличной от традиционной. Измерения проводились на широких короткоканальных гетеротранзисторах на $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ с ДЭГ. Транзистор имел следующие геометрические размеры. Расстояние сток—исток составляло 2.2 мкм, длина затвора 0.6 мкм, ширина канала 50 мкм. Из-за относительно тонкого спейсера в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (≈ 50 Å) ДЭГ имел довольно высокую концентрацию $n = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и относительно низкую подвижность $\mu = 2.5 \div 3.0 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Измерялась дифференциальная проводимость между истоком и стоком $\sigma_d = dI_c/dV_c$ по двухточечной схеме в зависимости от тянущего напряжения V_c и магнитного поля H . Измерения проводились при температуре $T = 4.2$ К.

В наших экспериментах необходимо учитывать два обстоятельства. Во-первых, напряжением на затворе V_g можно изменять концентрацию ДЭГ только в области канала, лежащего непосредственно под затвором (в дальнейшем — в области В), а в областях исток—затвор и затвор—сток (области А) n остается неизменной.

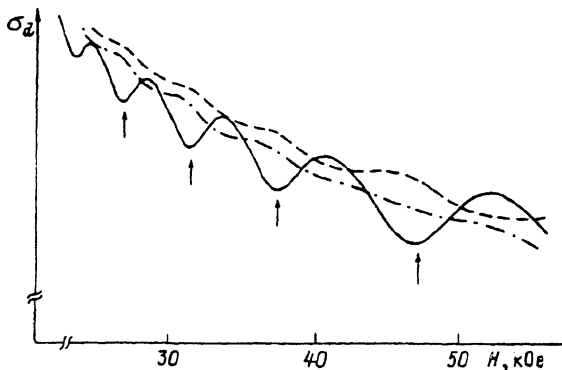


Рис. 1. Зависимость дифференциальной проводимости от магнитного поля при различных напряжениях на образце. V_c , мВ: сплошная линия — 0; штрих-пунктирная — 4, 5; пунктирная — 8, 7. Стрелками отмечены значения магнитного поля, при которых заполнено целое число уровней Ландау. $V_g = 0.5$ В.

Во-вторых, в наших образцах в областях А, а при $V_g \geq -0.2$ В и в области В имеется параллельная двумерному каналу проводимость по слою $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с подвижностью носителей $\mu \approx 10^3$ $cm^2/V \cdot s$.

Подвижность ДЭГ в области В при отрицательных смещениях на затворе падает из-за уменьшения концентрации ДЭГ. Вследствие этих факторов осцилляции Шубникова—де-Гааза при напряжении на затворе $V_g = -0.9 \div -0.7$ В обусловлены областями А (при $V_g = -0.9$ В канал перекрывается), что позволяет определить концентрацию ДЭГ в областях А, равную $9 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} . При $V_g = -0.7 \div -0.2$ В наблюдаются биения осцилляций от областей А и В. При $V_g > -0.2$ В двумерный канал становится однородным по всей длине от истока до стока, а с изменением V_g меняется только толщина проводящего по $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ слою в области В. В последнем случае осцилляции становятся опять периодическими по $1/H$ и их период практически не зависит от V_g . При этом с увеличением V_g монотонно растет σ_d .

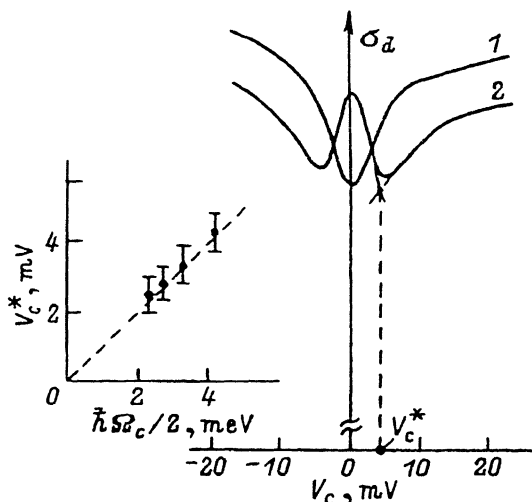


Рис. 2. Зависимости σ_d от V_c при $V_g = 0.5$ В. H , кЭ: 1 — 46, 2 — 52. На вставке — зависимость V_c^* от $\hbar\Omega_c/2e$.

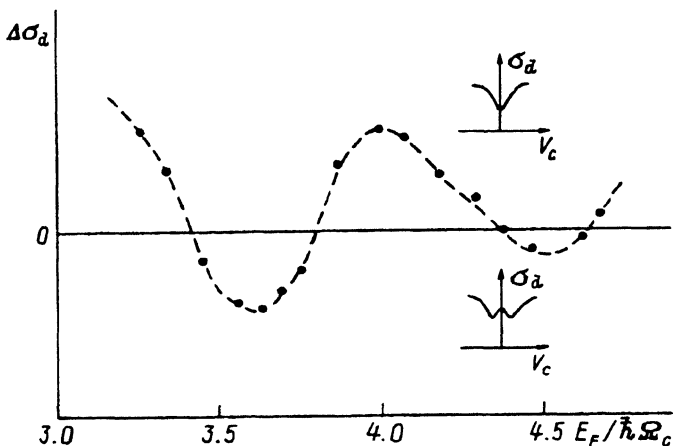


Рис. 3. Зависимость $\Delta\sigma_d$ от $E_F/\hbar\Omega_c$. $V_g = 0.5$ В. На вставках показан характер зависимости $\sigma_d = f(V_c)$ (рис. 2) для соответствующего знака $\Delta\sigma_d$.

На рис. 1 приведены зависимости σ_d от H при различных тянущих напряжениях V_c . Видно, что с увеличением V_c наряду с падением амплитуды изменяется и характер осцилляций: сначала осцилляции «схлопываются», а затем знак осцилляций меняется на противоположный. С дальнейшим увеличением V_c амплитуда осцилляций падает. Отметим, что инверсия знака осцилляций происходит при значениях eV_c , примерно равных $\hbar\Omega_c/2$.

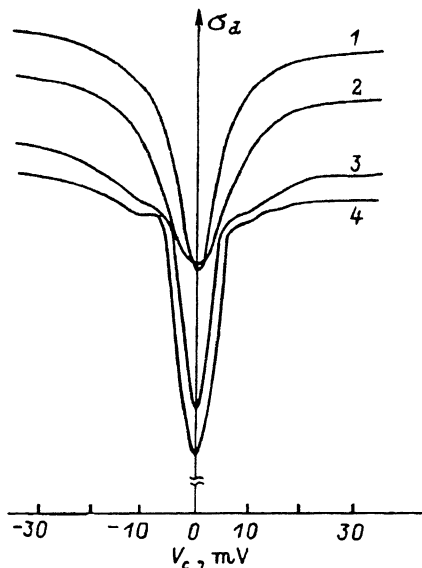
Более очевидной становится связь масштаба нелинейности по V_c и $\hbar\Omega_c/2$ из рис. 2. На рис. 2 показаны зависимости σ_d от V_c при фиксированных магнитных полях, соответствующих целому (кривая 1) и полужелому (кривая 2) заполнению уровней Ландау. Приведенные зависимости различаются качественно, но масштаб нелинейности по V_c примерно одинаков. Достаточно точно можно определить положение минимума на зависимости, соответствующей полужелому заполнению уровней Ландау (кривая 2 на рис. 2), обозначенного V_c^* . На вставке (рис. 2) построена зависимость V_c^* от $\hbar\Omega_c/2e$, определенная при различных магнитных полях, соответствующих максимумам σ_d на рис. 1 (сплошная кривая). Из этих экспериментальных зависимостей следует простое соотношение $eV_c^* = \hbar\Omega_c/2$. Отметим, что положение минимума на зависимостях $G = I_c/V_c$ от V_c , полученных интегрированием кривых, аналогичным кривой 2 на рис. 2, соответствует $\hbar\Omega_c/e$.

Можно более подробно проследить, как меняются амплитуда и знак эффекта с изменением магнитного поля. В качестве количественной характеристики мы взяли величину $\Delta\sigma_d = \sigma_d(V_c = \hbar\Omega_c/4e) - \sigma_d(V_c = 0)$. Соответствующая зависимость $\Delta\sigma_d$ от $E_F/\hbar\Omega_c$ показана на рис. 3. Очевидна периодичность этой зависимости с изменением количества заполненных уровней Ландау.

Кроме того, оказалось существенным наличие параллельной ДЭГ проводимости по слою $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. При $V_g < -0.2$ В наблюдается (рис. 4) только минимум на зависимостях σ_d от V_c при $V_c = 0$, а с изменением магнитного поля меняется только ширина этого минимума. Нелинейное поведение σ_d проявляется в основном опять же до значений eV_c , примерно равных $\hbar\Omega_c$.

В случае положительных смещений на затворе двумерный канал однороден по всей длине от истока до стока. Большое значение отношения ширины канала к его длине и тот факт, что минимумы в σ_d на рис. 1 соответствуют целому числу заполненных уровней Ландау, позволяет считать, что измеряемая σ_d

Рис. 4. Зависимость σ_d от V_c при $V_B = -0.5$ В. H , кЭ: 1 — 41.0, 2 — 44.2, 3 — 49.0, 4 — 52.0.



пропорциональна σ_{xx} . При этом роль затвора играет проводящий слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Так как спейсер довольно тонкий, возможен слабый (иначе осцилляции Шубникова—де-Гааза были бы подавлены) туннельный обмен между ДЭГ и проводящим слоем $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Насколько нам известно, это первое наблюдение нелинейного поведения осцилляций Шубникова—де-Гааза с масштабом $\hbar\Omega_c$ в отсутствие КЭХ. В наших экспериментах геометрия образцов несколько отлична от традиционной. Короткоканальность структур обусловила довольно высокие электрические поля для характерных тянущих напряжений (если считать, что электрическое поле вдоль канала постоянно) $E \approx 10$ мВ/1 мкм $\approx 10^2$ В/см. Это обстоятельство и экспериментальный факт однозначного соответствия характерного масштаба нелинейностей по V_c и расстояния между уровнями Ландау позволяют предположить, что наблюдаемые эффекты связаны с квазиупругим переходом электронов между уровнями Ландау в сильном электрическом поле. Однако для таких переходов необходимы электрические поля порядка $\hbar\Omega_c/e l_B \approx 10$ мВ/100 Å $\approx 10^4$ В/см [6], которые почти на 2 порядка превышают электрические поля в нашем эксперименте (l_B — магнитная длина).

Резко неоднородное распределение потенциала возможно в условиях КЭХ при положении уровня Ферми между уровнями Ландау [9, 10]. В наших же условиях в отсутствие КЭХ характерные нелинейности наблюдаются как при целом, так и полуцелом заполнении уровней Ландау.

Можно было бы предположить, что обнаруженные нелинейности связаны с рассеянием краевых состояний [7]. Однако в этом случае следовало бы ожидать обратного изменения σ_d с увеличением V_c при целом и полуцелом заполнении уровней Ландау (рис. 2).

В результате работы обнаружено нелинейное поведение осцилляций Шубникова—де-Гааза при увеличении тянущего напряжения с характерным масштабом $\hbar\Omega_c/2e$ в короткоканальных гетероструктурах с ДЭГ.

В целом приведенные соображения не позволяют нам предложить детальный механизм наблюдаемых особенностей транспорта ДЭГ в сильных электрических и магнитных полях. Вместе с этим, на наш взгляд, однозначное соответствие между характерным тянущим напряжением и энергетической структурой спектра электронов позволяет предположить, что наблюдаемое нелинейное поведение проводимости связано с квазиупругими переходами электронов между состояниями этого спектра в сильном электрическом поле.

Авторы выражают благодарность И. Б. Левинсону, Ю. Н. Ханину, И. А. Ларкину и А. К. Гейму за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. R. Kertley, Z. Schlesinger, T. N. Theis, F. P. Milliken. Phys. Rev., B34, 5414 (1986).
- [2] M. E. Cage, G. M. Reedtz, D. Y. Yu, C. T. Van Degrift. Semicond. Sci. Technol., 5, 351 (1990).
- [3] L. Bliiek, G. Hein, D. Jucknische, V. Kose. Surf. Sci., 196, 156 (1988).

- [4] B. E. Kane, D. C. Tsui, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., 59, 1353 (1987).
- [5] L. Eaves, F. W. Shead. Semicond. Sci. Technol. 1, 346 (1986).
- [6] В. Л. Покровский, Л. П. Прядко, А. Л. Талапов. ЖЭТФ, 95, 668 (1989).
- [7] P. C. Van Son, G. H. Kruithof, T. M. Klapwijk. Phys. Rev., B42, 11267 (1990).
- [8] B. E. Kane, D. C. Tsui, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., 61, 1123 (1988).
- [9] P. F. Fontein, J. A. Kleinen, P. Hehdriks, F. A. P. Blom. Phys. Rev., B43, 12090 (1991).
- [10] А. А. Шашкин, В. Т. Долгополов, С. И. Дорожкин. ЖЭТФ, 91, 1987 (1986).

Редактор В. В. Чалдышев
