

кремния. Однако это отличие отчетливо выявляется при более низких температурах, где коэффициенты диффузии P в профилированном кремнии несколько выше, чем в монокристаллах. По нашему мнению, это объясняется наличием ускоренных диффузионных потоков в профилированном кремнии по специфическим дефектам такого материала, влияние которых сказывается при более низких температурах [4-6]. Это подтверждается полученными в наших экспериментах автордиограммами сечений образцов профилированного кремния, на которых были выявлены скопления примеси фосфора на дефектах структуры.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пашков Ю. М. — В кн.: Итоги науки и техники, сер. Электроника и ее применение. М., 1979, с. 84—100.
- [2] Абросимов Н. В., Брантов С. К., Ерофеева С. А. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, в. 9, с. 1989—1991.
- [3] Степанов А. В. — ЖТФ, 1959, т. 29, в. 3, с. 381—393.
- [4] Ши Дж., Гейтос Г., Абросимов Н. В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, в. 9, с. 1992—1994.
- [5] Абросимов Н. В., Брантов С. К., Татарченко В. А., Эпельбаум Б. М. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1982, т. 18, в. 2, с. 181—184.
- [6] Евтодий Б. Н., Егоров Л. П., Гринюте Г. А. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, в. 12, с. 2349—2354.
- [7] Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. Л., 1961. 462 с.
- [8] Fuller C. S., Ditzenberger J. A. — J. Appl. Phys., 1956, v. 27, N 5, p. 544—553.
- [9] Mackintosh I. M. — J. Electrochem. Soc., 1962, v. 109, N 5, p. 392—401.
- [10] Ghoshtagore R. N. — Phys. Rev. B, 1971, v. 3, N 2, p. 389—396.
- [11] Барышев Р. С. — ФТТ, 1977, т. 19, в. 3, с. 882—884.
- [12] Колешко В. М., Ковалевский А. А. Поликристаллические пленки полупроводников в микроэлектронике. Минск, 1978. 344 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 17.05.1988
Принято к печати 8.06.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

Кальфа А. А., Пашковский А. Б.

Для исследования свойств двумерного ($2D$) электронного газа в полупроводниках часто бывает удобно использовать структуры полевых транзисторов с селективным легированием, поскольку параметрами их потенциальных ям легко управлять, изменяя напряжение V_G на барьерном контактном электроде — затворе. При увеличении отрицательных значений V_G потенциальная яма расширяется и расстояние между размерными подзонами может стать сравнимым с тепловой энергией электронов или меньшим ее. При этом происходит заполнение высших подзон, что соответствует переходу электронного газа из $2D$ в трехмерное ($3D$) состояние. Условия такого перехода исследовались в приближении пространственно однородной потенциальной ямы [1].

Вместе с тем в ряде экспериментов, например, связанных с исследованием дрейфовых характеристик $2D$ -электронов, представляет интерес изменение не только V_G , но и напряжения V_D между омическими контактами — истоком и стоком. Это вызывает, с одной стороны, изменение параметров потенциальной ямы вдоль канала, а с другой — разогрев электронов, дрейфовая энергия которых ϵ_D , зависящая от той же координаты, может стать значительно больше тепловой. Дрейф электронов в пространственно неоднородных ямах обсуждался в связи с моделированием структур селективно легированных полевых транзисторов [2, 3]. Однако при этом учитывались 1—2-размерные подзоны.

а условия перехода из 2D- в 3D-состояние не вытекали из результатов расчета, а задавались априорно. Данная работа посвящена исследованию свойств 2D-электронов при их разогреве в неоднородной потенциальной яме.

Математическая модель, использованная в работе, состоит из двух частей, первая из которых описывает равновесное состояние электронов в гетероструктуре и использует приближение треугольной потенциальной ямы. Соответствующая система трансцендентных уравнений приведена в [1]. Вторая часть описывает дрейф электронов вдоль ямы с помощью системы дифференциальных гидродинамических уравнений и квазидвумерного уравнения Пуассона, определяющего форму обедненной области под затвором [4]. Времена релаксации импульса и энергии в соответствующих уравнениях вычислялись из статических дрейфовых характеристик, полученных методом Монте-Карло для объемного полупроводника. Обе системы уравнений решались совместно, что позволяло, в частности, рассчитать положение дна размерных подзон ϵ_i ($i=0, 1, 2, \dots$) и ϵ_D на каждом шаге по координате. Переходы электронов между подзонами и слоями гетероструктуры не учитывались, что ограничивало применение модели относительно малыми значениями V_D .

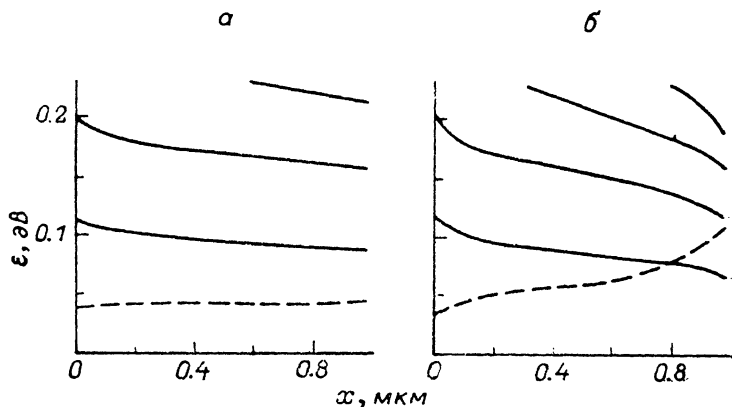


Рис. 1. Зависимость энергии размерных подзон ϵ_i (сплошные линии) и дрейфовой энергии электронов ϵ_D (штриховые) от координаты.

$L=1$ мкм, $T=300$ К, $V_G=0$; V_D/V_S : а — 0.5, б — 1.

Исследовалась транзисторная GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As-гетероструктура с концентрацией доноров в Al_{0.3}Ga_{0.7}As $N_{D2}=2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, остаточных акцепторов в GaAs $N_{A1}=10^{14}$ см⁻³, шириной спейсера 50 Å, длиной затвора $L=1$ и 0.25 мкм при 300 и 77 К. Толщина слоя Al_{0.3}Ga_{0.7}As, которая подбиралась таким образом, чтобы обедненные области барьера Шоттки затвора и гетероперехода смыкались при $V_G=0$, составляла 35 нм. Расстояние между истоком и стоком равнялось 2 и 1 мкм при $L=1$ и 0.25 мкм соответственно.

На рис. 1, а приведены зависимости ϵ_i и ϵ_D от координаты x вдоль канала непосредственно под затвором для $L=1$ мкм, $T=300$ К при $V_G=0$ и $V_D=0.5V_s$, где V_s — напряжение насыщения тока. Как видно из рисунка, зависимость $\epsilon_i(x)$ проявляется достаточно заметно, но всегда $\epsilon_D < \epsilon_1 - \epsilon_0$, т. е. во всей области пространства под затвором электроны находятся преимущественно в нижней подзоне и, следовательно, двумерны. Ситуация меняется при $V_D=V_s$ (рис. 1, б). Из теории транзисторов известно, что насыщение тока связано с началом формирования статического домена, обогащенный слой которого локализуется под затвором у стоковой его части. Обогащение потенциальной ямы электронами приводит к ее расширению, увеличению числа размерных подзон и уменьшению расстояния между ними. Одновременно поле домена способствует более сильному разогреву электронов. В результате ϵ_D сравнивается с $\epsilon_1 - \epsilon_0$ примерно на половине длины затвора, а у стоковой части затвора $\epsilon_D > \epsilon_2 - \epsilon_0$. Хотя сделанные приближения не позволяют достоверно оценить заселенность верхних долин в этой области, из сопоставления величин $\epsilon_{i+1} - \epsilon_i$ и ϵ_D следует, что электроны трехмерны. Интересно отметить, что в однородной потенциальной яме

(в отсутствие продольного поля) со структурой подзон, соответствующей неоднородной яме при $x=L$, в нулевой подзоне содержалось бы 65 % электронов, т. е. $2D$ -компонента электронного газа была бы преобладающей.

Переходу электронов в $3D$ -состояние способствует увеличение отрицательных значений V_G . Даже при $V_D=0.5V_s$ и $V_G=0.5V_p$ (V_p — напряжение перекрытия, т. е. полного обеднения канала) $\varepsilon_D \approx \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ уже при $x=0$.

При понижении температуры до 77 К энергетический спектр электронов меняется слабо, но существенно изменяется зависимость $\varepsilon_D(x)$ (рис. 2, а, б).¹ При $V_D=0.5V_s$ и $V_G=0$ дрейфовая энергия во всем канале ниже, чем при 300 К. С увеличением V_D до V_s ситуация меняется. Высокая подвижность электронов способствует сильному их разогреву у стокового края затвора и, следовательно,

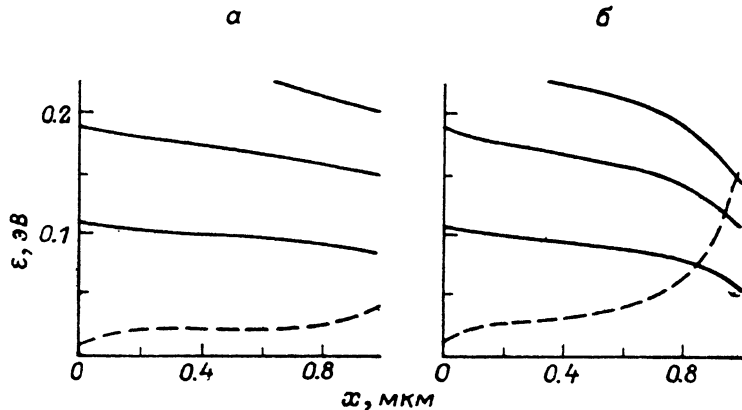


Рис. 2.

То же, что и на рис. 1, но при 77 К.

переходу в верхние подзоны. Однако область канала, в которой $\varepsilon_D > \varepsilon_1 - \varepsilon_0$, в этом случае значительно уже, чем при 300 К.

Укорочение затвора, как известно, увеличивает внутреннее поле в канале, вследствие чего разогревные эффекты проявляются сильнее. Расчет показывает, что при $L=0.25$ мкм, $V_G=0$ и $V_D=0.5V_s$, практически под всем затвором $\varepsilon_D \approx \varepsilon_1 - \varepsilon_0$.

Из расчетов вытекают следующие выводы. Во-первых, для исследования свойств $2D$ -электронов с использованием транзисторных структур необходимо выполнение таких условий, как высокое ($\approx 2 \cdot 10^4$) отношение N_{D2}/N_{A1} , большая (> 1 мкм) длина затвора, $V_G \approx 0$ (для нормально открытого канала) и V_D , не превышающее напряжение насыщения. Во-вторых, в канале реальных селективно легированных транзисторов практически всегда присутствуют как $2D$ -, так и $3D$ -электроны. Соотношение между ними зависит от параметров гетероструктуры, топологии контактов, температуры и режима работы. Поэтому при выборе физической модели транзистора следует исходить из его конкретной структуры и условий работы. В-третьих, в канале селективно легированных СВЧ транзисторов с субмикронным затвором, работающих обычно при $V_D > V_s$, и в широком диапазоне изменения V_G , практически всегда преобладают $3D$ -электроны. Поэтому часто используемое название — транзисторы на $2D$ -электронном газе — представляется достаточно условным.

Авторы благодарны А. С. Тагеру за внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кальфа А. А. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 468—471.
- [2] Ravaioli U., Ferry D. K. — Superlat. a. Microstr., 1986, v. 2, N 4, p. 377—380.
- [3] Wang T., Hess K. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 12, p. 5336—5339.
- [4] Кальфа А. А., Пашковский А. Б., Тагер А. С. — Электрон. техн., сер. Электроника СВЧ, 1984, в. 4, с. 27—30.

Получено 10.05.1988

Принято к печати 15.06.1988

¹ На рисунке представлены подзоны, относительная заселенность которых более 10^{-3} %.