

РАССЛОЕНИЕ ПОЛЯ В КОРОТКИХ ОБРАЗЦАХ КРЕМНИЯ ПРИ МНОГОЗНАЧНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Гигуашвили Г. В., Сарбей О. Г.

В условиях многозначных распределений электронов по эквивалентным долинам короткого образца кремния исследуются многослойная структура электрического поля и ее поведение в магнитном поле. С этой целью изучена постоянная составляющая напряженности на потенциальных зондах, расположенных на боковых поверхностях образца. Предложена модель, описывающая экспериментальные данные. Последние были использованы также для оценки ширины слоев поперечного поля.

В работе [1] исследовались вольтамперные характеристики образцов n -кремния, длина которых была намного меньше их ширины, в условиях, когда реализуется многозначное распределение электронов по долинам [2]. Вид этих характеристик и их поведение в магнитном поле свидетельствовали о существовании многозначного распределения электронов в таких коротких образцах в соответствии с теоретическими предсказаниями [3]. Цель настоящей работы — получение прямых доказательств существования многослойной структуры поперечного электрического поля в коротких образцах, оценка его величины и поведения в магнитном поле.

Измерения проводились на образцах n -Si ($\rho \approx 100$ Ом·см при $T = 300$ К) при температурах 20—30 К. Типичная геометрия образцов (всего исследовалось более 10 образцов) показана на вставке к рис. 1. Ток пропусклся в направлении $[\bar{1}10]$ через электроды, нанесенные на поверхности $(\bar{1}10)$, зонды 1—3 служили для обнаружения и оценки величины поперечного электрического поля (видимые размеры зондов около 0.15 мм). В процессе работы измерялись вольтамперные характеристики образцов, потенциалы зондов 1—3 относительно одного из токовых электродов и разности потенциалов между зондами.¹ При температурах ниже 25 К измерения выполнялись на постоянном токе. Специальными экспериментами было проверено, что при полях примерно до 150 В/см данные измерений несущественно искажались за счет разогрева образцов джоулевым теплом при пропускании тока. При более высоких температурах, когда сопротивление образцов становилось менее 100 кОм, измерения проводились с прямоугольными импульсами напряжения длительностью 10—300 мс (при более высоких температурах — с более короткими импульсами) и частотой повторения ~ 50 Гц.

Типичная вольтамперная характеристика приведена на рис. 1 для $T = 24.4$ К. Отметим, что ее общий вид и поведение в магнитном поле совпадают с приведенной в работе [1] характеристикой для $T = 28$ К. В дальнейшем все результаты приводятся для того же образца, на котором измерялась характеристика (рис. 1), и для той же температуры 24.4 К. Разумеется, картины распределения поля в разных образцах различались и зависели от температуры, но общие закономерности, отмеченные далее, характерны для всех измеренных образцов.

На рис. 2 показаны потенциалы зондов относительно отрицательного токового электрода в зависимости от электрического поля. В области полей до ~ 20 В/см были проведены более подробные измерения, чем показано на рис. 2,

¹ Конечно, они могут быть вычислены из потенциалов зондов, однако при этом ухудшается точность результатов.

из которых следует, что с большой точностью потенциалы всех трех зондов растут линейно с ростом электрического поля, а разность потенциалов между ними обусловлена некоторой асимметрией их расположения относительно токовых электродов. Как видно из рис. 2, потенциал зонда 3 во всей области исследованных полей растет почти линейно с ростом поля, зависимость же потенциалов зондов 1 и 2 начиная с полей ~ 30 В/см имеет сублинейный характер, а в полях, больших 100 В/см, снова становится линейной (для зонда 1 — с другим наклоном).

Приведенные на рис. 2 кривые сильно зависят от магнитного поля, направленного по оси [001]. Так, потенциал зонда 3 практически не зависел от направления и величины магнитного поля, а потенциалы зондов 1 и 2 сильно (и по-разному для разных электрических полей) изменялись в зависимости от величины и направления магнитного поля.

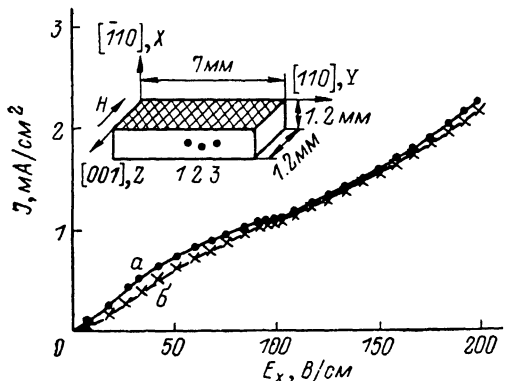


Рис. 1. ВАХ короткого образца кремния. H , Гс: а — 0, б — 850. На вставке — корогкий образец с потенциальными зондами 1—3.

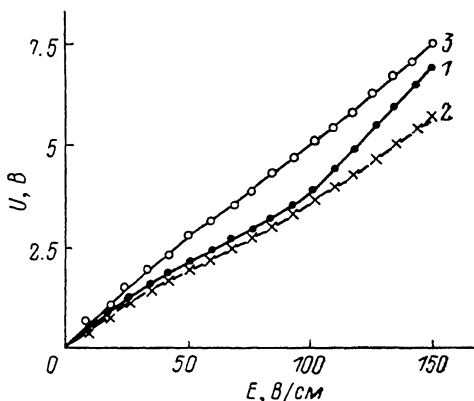


Рис. 2. Потенциалы зондов 1—3 относительно катода в зависимости от электрического поля при $H=0$.

1 — зонд 1; 2 — зонд 2; 3 — зонд 3.

Для оценки величины поперечного поля в образцах измерялись разности потенциалов между различными зондами. На рис. 3, 4 показано поведение такой разности между зондами 1 и 2 в зависимости от электрического и магнитного полей соответственно. Отметим, что в магнитных полях, кроме указанной на рис. 3, 4 постоянной составляющей, наблюдалась еще и переменная составляющая, форма, амплитуда и характерные частоты которой зависели от электрического и магнитного полей. Результаты измерений переменной составляющей будут опубликованы позже.

Переходя к обсуждению приведенных данных, прежде всего следует подчеркнуть, что в настоящее время не существует детальной теории расслоения поля при многозначном распределении электронов по долинам в коротких образцах (да еще и с учетом возможных случайных или внесенных, например, зондами неоднородностей). Поэтому наше обсуждение носит качественный характер и имеет целью описать качественно картину явления.

Уже в [1] отмечалось, что в реальных коротких образцах часть межслойных стенок может пиннинговаться на неоднородностях в образце, стабилизируя таким образом многослойную структуру [4]. Это хорошо иллюстрирует поведение потенциала зонда 3, который, как отмечено выше, почти линейно растет с ростом приложенного напряжения и практически не зависит от магнитного поля во всей исследовавшейся области полей. Заметим, что, если судить по кривым рис. 3, 4, зонды 1 и 2 не «захватывают» межслойные стенки (их потенциалы заметно изменяются уже в слабом магнитном поле).

Далее, простое соображение о том, что поперечное электрическое поле не может существовать вблизи токовых контактов, приводит к заключению, что расслоение должно зарождаться в средней области между контактами, причем форма этой области, как указывалось в [1], имеет вид частотола (заштрихованные области на рис. 5, где отмечены также межслойные стенки). Под

вне этой области направлено вдоль тока (ось X) и близко по величине к критическому полю возникновения многозначности, а внутри области — такое же, как и поле в домене сильного поля в длинных образцах [2], и имеет компоненты как вдоль тока, так и в перпендикулярном направлении. С ростом напряжения на образце область расслоения растет вдоль оси X , пока межслойные стенки не «дойдут» до контактов (рис. 5, б). При еще большем напряжении происходит перестройка структуры с изменением угла α (при этом растет отношение продольного и поперечного полей) или периода структуры $2d$ (при этом увеличивается «ширина» области сильного поля без существенного изменения его величины), или и того, и другого, так что объем, занимаемый областью расслоения, увеличивается и дальше.

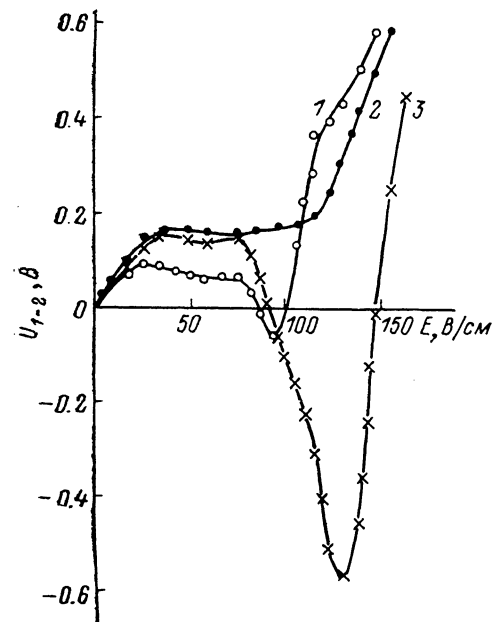


Рис. 3. Разность потенциалов между зондами 1 и 2 (U_{1-2}) в зависимости от электрического поля.

H , Гс: 1 — 0, 2 — 1400, 3 — -1400.

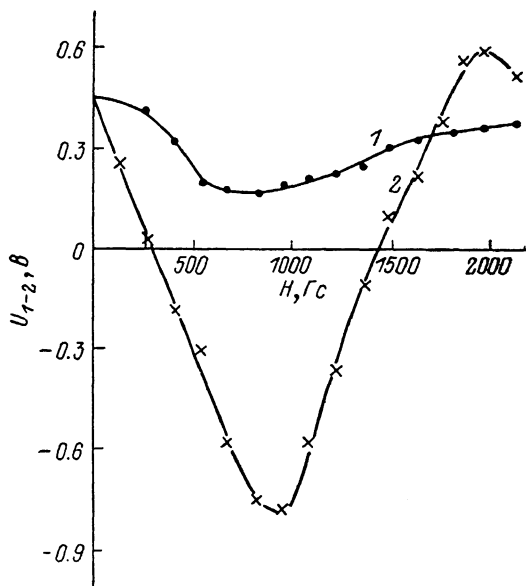


Рис. 4. Разность потенциалов между зондами 1 и 2 (U_{1-2}) в зависимости от магнитного поля.

1 — H^+ , 2 — H^- ; $E=120$ В/см.

Описанные три области среднего электрического поля отчетливо видны на рис. 3. Из него следует, что расслоение начинается при напряженности поля между 20 и 30 В/см.² В полях примерно до 100 В/см наблюдается сравнительно слабая зависимость разности потенциалов между зондовыми контактами от приложенного к образцу напряжения: при этих полях домены сильного поля с расслоением распространяются до контактов. Наблюдаемая же при средних полях, больших 100 В/см, сильная зависимость напряжения между зондами от напряжения на образце обусловлена перестройкой многослойной структуры.

Как утверждалось в [3], магнитное поле, направленное перпендикулярно току в идеальном однородном образце, должно приводить к дрейфу «частотола» (рис. 5) вдоль оси Y . В случае же закрепления межслойных стенок на неоднородностях магнитное поле будет либо увеличивать области с поперечным полем того же знака, что и холловское поле, либо перестраивать структуру, увеличивая количество слоев с таким полем [1]. Мы наблюдали как резкое изменение стационарных потенциалов зондовых контактов, так и (одновременно) появление переменной резкости потенциалов между ними. Это, по-видимому, является следствием неоднородности образца вдоль магнитного поля: внутри об-

² Отметим, что такая величина получалась на всех измеренных образцах и была в 1.5 раза меньше, чем в экспериментах с длинными образцами [2]. Причину различия выяснить не удалось.

разца в магнитном поле существуют движущиеся слои, которые «застревают» вблизи поверхности, например, из-за тех же зондовых контактов или других поверхностных нарушений.

Отметим, что данные рис. 4 могут быть использованы для оценки ширины слоев поперечного поля d . Действительно, максимальная и минимальная измеренные разности потенциалов на этом рисунке соответствуют как раз прохождению через область между зондовыми контактами слоя шириной d . Если принять, как это следует из теории [3], что поперечное поле в коротких образцах не сильно отличается от такового в длинных и что это поле по порядку величины равно 50 В/см , то ширина слоя поперечного поля оказывается равной $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

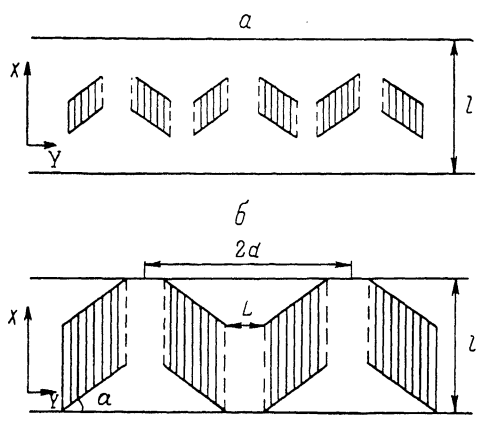


Рис. 5. Форма доменных структур в коротких образцах.

a — сравнительно слабое электрическое поле, b — более сильное электрическое поле.

С другой стороны, следуя [3], можно оценить размер областей d из равенства «неустойчивых» объемов, обусловленных, во-первых, наличием межслойных стенок L , во-вторых, наличием приконтактных областей. Размер L определяется длиной дрейфа электронов в поперечном поле за время междолинного рассеяния. В условиях наших экспериментов величина подвижности μ составляла $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [5], а время междолинного рассеяния τ_m , как следует из данных, приведенных в [2], в эффективном поле порядка 100 В/см равно $\sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Используя значение для поперечного поля 50 В/см , получим $L \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $d = \sqrt{Ll} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, т. е. значение, близкое к определенному выше из экспериментальных данных.

В заключение авторы выражают благодарность З. С. Грибникову за частые и полезные дискуссии по настоящей работе.

Л и т е р а т у р а

[1] Гигуашвили Г. В., Грибников З. С., Мивяйло В. Г., Сарбей О. Г. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 300—303.
 [2] Аше М., Грибников З. С., Митин В. В., Сарбей О. Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев. 1982. 325 с.
 [3] Грибников З. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 5, с. 905—912.
 [4] Грибников З. С. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 7, с. 388—399.
 [5] Asche M., Kostial H., Sarbey O. G. — Phys. St. Sol. (b), 1979, v. 91, N 2, p. 521—530.

Институт физики АН УССР
Киев

Получена 2.10.1987
Принята к печати 14.12.1987