

Отрицательная дифференциальная проводимость и блоховские осцилляции в естественной сверхрешетке политипа $8H$ карбида кремния

© В.И. Санкин, А.А. Лепнева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 января 2000 г. Принята к печати 14 января 2000 г.)

Исследованы особенности электронного транспорта в сильных электрических полях в гексагональном политипе $8H$ -SiC, обусловленные наличием естественной сверхрешетки в структуре кристалла и связанные с периодическим потенциалом минизон в электронном спектре. Показано, что в этом политипе, как и в ранее исследованных политипах $6H$ - и $4H$ -SiC, наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость, обусловленная эффектом блоховских осцилляций.

Введение

Карбид кремния (SiC), как известно, представляет интерес прежде всего благодаря таким физическим и химическим свойствам, как твердость, химическая стойкость в агрессивных средах, сохранение полупроводниковых характеристик при высоких температурах вплоть до 1000°C , высокая теплопроводность, большие пробойные поля и многим другим. Наибольший интерес, однако, вызывает существование политипов в виде различных кристаллов SiC с большими и очень большими размерами элементарной ячейки, или так называемых сверхструктур. Практически во всех политипах кроме основной периодичности, соответствующей постоянной решетки, можно выделить дополнительную с периодом в несколько единиц и даже несколько десятков постоянных решетки. Такая сверхпериодичность получила название естественной сверхрешетки (СР). Кроме вопроса о природе сверхструктур, огромный интерес вызывает вопрос о том, какое влияние сверхпериодичность оказывает на электронные свойства кристаллов. Безусловно, эта проблема является фундаментальной, но несомненно и то, что результаты такого исследования представляют большой практический интерес, поскольку речь идет о свойствах кристаллов SiC, практическая ценность которых не вызывает сомнений.

Интерес к системам с кристаллической сверхпериодичностью возник в середине 60-х годов после опубликования Л.В. Келдышем работы [1], в которой предлагалась идея создания с помощью акустической волны сверхпериодичности в кристалле, что должно приводить к расщеплению непрерывной и широкой зоны в последовательность узких зон, или минизон. Приложение сильного электрического поля F к такой системе предполагает возникновение режима брэгговского отражения электронов [2] и, как следствие, возникновение отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Принципиальная возможность получения ОДП, связанной с индуцированной полем локализацией, на искусственной СР была

показана в [3]. Пороговое поле ее возникновения F_t определяется как

$$eF_t d > \hbar/\tau \quad (1)$$

— критерий Есаки–Тсу,

$$eF_t d > 2\pi\hbar/\tau \quad (2)$$

— критерий блоховских осцилляций.

Здесь \hbar и τ — соответственно постоянная Планка и время рассеяния электронов, d — период СР. Критерии (1) и (2) означают, что ОДП, связанная с этими эффектами, возникает тогда, когда частота осцилляций $eF_t d/\hbar$ или $eF_t d/2\pi\hbar$ превышает частоту рассеяния.

В эффектах, рассмотренных выше, [3] штарковская энергия eFd еще настолько мала, что квазинепрерывность первой минизоны сохраняется, т.е. на ее ширине укладывается много штарковских уровней.

Можно утверждать, что эта идея стимулировала создание искусственных СР на основе последовательности гетеропереходов, которые и по сей день являются объектами многочисленных исследований. Однако главной задачей этих работ являлось и является обнаружение ОДП, что, к сожалению, на сегодняшний день практически не удалось осуществить. Естественно, что эта же задача является центральной при исследовании транспортных свойств естественных СР в политипах SiC в сильных электрических полях. В данном случае речь пойдет о таких явлениях, как брэгговское отражение, блоховские осцилляции и других, именуемых ванье-штарковской локализацией. Результаты указанного исследования наряду с очевидными фундаментальными аспектами, касающимися проблемы ванье-штарковской локализации в целом, позволили бы существенно увеличить определенность в вопросе о влиянии естественной СР на электронные свойства SiC, а именно причинно-следственной связи периодического потенциала и минизон в электронном спектре. Исследование проблемы электронного транспорта в сильных электрических полях в системе СР политипов карбида кремния берет свое начало с изучения этого вопроса в политипе $6H$ -SiC. В серии работ [4–10] было показано, что в электронном транспорте в сильном

поле наблюдался ряд эффектов, которые интерпретировались как эффекты ванье-штарковской локализации. Действительно, впервые в результате прямого наблюдения вольт-амперных характеристик (ВАХ) в статическом режиме была обнаружена ОДП при критическом поле, превышающем 100 кВ/см. Проведенный анализ позволил сделать вывод о том, что данный эффект является результатом возникновения режима блоховских осцилляций в естественной СР политипа 6H-SiC. В области существенно более сильных полей, когда штарковская энергия становится сравнимой с шириной первой минизоны, в естественной СР этого же политипа наблюдались такие эффекты, как штарк-фононные резонансы (500–1400 кВ/см), полная локализация первой минизоны (~ 1600 кВ/см), межминизонное резонансное туннелирование (1950 кВ/см) и другие, свидетельствующие о развитии процесса ванье-штарковской локализации. Это позволило оценить наиболее важные параметры минизонного электронного спектра в 6H-SiC (ширина первой минизоны $E_1 = 256$ мэВ, зазор между первой и второй минизонами $E_{1,2} = 180-190$ мэВ), которые составили основу для оценок аналогичных параметров в других политипах, если в них подобные данные не получены или их получение невозможно в принципе. К числу последних относится политип 4H-SiC, в котором наблюдались эффекты ОДП, связанные с блоховскими осцилляциями и штарк-фононными резонансами, но невозможны другие эффекты, для которых критические поля превышают собственные пробойные поля вследствие большой величины ширины первой минизоны и межминизонного зазора [11–13]. Исследование политипов гексагонального ряда позволяет проводить и анализировать корреляции между параметрами естественной СР и столь важными величинами, как характеристики минизонного спектра и значения критических полей для различных эффектов ванье-штарковской локализации. Такое сравнительное исследование дает весьма ценный набор данных для разработки теории ванье-штарковской локализации, является часто наиболее убедительным аргументом при интерпретации экспериментальных данных, а также позволяет произвести выбор оптимального политипа для последующих прикладных разработок. Поэтому в данной работе представлены результаты исследований ванье-штарковской локализации в гексагональном политипе 8H-SiC.

Особенности эксперимента

Для проведения эксперимента создавались триодные биполярные структуры $N^+-\pi-N^+$, аналогичные тем, которые использовались в предыдущих исследованиях на политипах 4H-SiC и 6H-SiC [4]. Основные функции структуры обеспечиваются свойствами ее центральной π -области, легированной, вопреки стандартным требованиям, глубокой акцепторной примесью — скандием. Благодаря инерционности процессов перезарядки с участием

атомов скандия и ничтожной концентрации свободных дырок импульсное поле микросекундной длительности практически не экранирует на расстояниях в несколько десятков мкм, что оказывается достаточным для создания в π -области, размером в несколько мкм, однородного электрического поля. Благодаря выбору скандия в качестве легирующей примеси обеспечивается работа триодной структуры при комнатной температуре. В целом данная структура позволяет получить: 1) однородность электрического поля в рабочей π -области; 2) исключительно электронный ток в рабочей области; 3) параллельность электрического поля оси естественной СР; 4) дрейфовый режим протекания тока; 5) управление рабочим током независимо от поля в рабочей области. Следует добавить, что все это обеспечивается при работе триодной структуры в импульсном режиме, и энергетические параметры скандия позволили использовать достаточно удобный диапазон микросекундных импульсов. Подчеркнем, что наиболее серьезной проблемой, которую приходится решать при создании $N^+-\pi-N^+$ -структур, является формирование эпитаксиального π -слоя со структурой, идентичной политипу подложки. Легирование скандием в процессе эпитаксиального роста стимулирует преимущественный рост политипа 4H-SiC, и поэтому каждый раз при росте нового политипа (не 4H-SiC) приходится искать новые условия эпитаксиального роста, которые обеспечили бы воспроизводимый рост. Это в большей степени определяется вариацией необходимого диапазона температур эпитаксиального роста, чем другими факторами. Таким способом удалось преодолеть механизм преимущественного роста 4H-SiC и обеспечить воспроизводимый рост нескольких политипов, таких как 6H-, 8H-, 21R- и 15R-SiC.

Экспериментальные данные и их обсуждение

ВАХ триодной структуры на основе 8H-SiC показана на рис. 1. Монотонный рост тока I прерывается при достижении величины поля $F \approx 110$ кВ/см, после чего наблюдается достаточно протяженный участок падения тока и, следовательно, ОДП.

Полученные в результате измерений N -образные ВАХ для политипов 4H-, 6H- и 8H-SiC в сравнении представлены на рис. 2. Пороговые поля начала падающих участков ВАХ, т.е. возникновения ОДП, составили в среднем для разных образцов следующие значения: $F_i \approx 1.1 \cdot 10^5$ В/см для 8H-SiC, $1.5 \cdot 10^5$ В/см для 6H-SiC и $2.9 \cdot 10^5$ В/см для 4H-SiC. Величина F_i определялась с погрешностью около 10%, связанной в первую очередь с неточностью определения ширины базового слоя. Такое изменение пороговых полей для последовательности 4H-, 6H-, 8H-SiC коррелирует с изменением периода естественной СР в этих политипах: 5, 7.5 и 10 Å. Согласно критериям ванье-штарковской локализации (1) и (2) значение критического поля обратно пропорционально

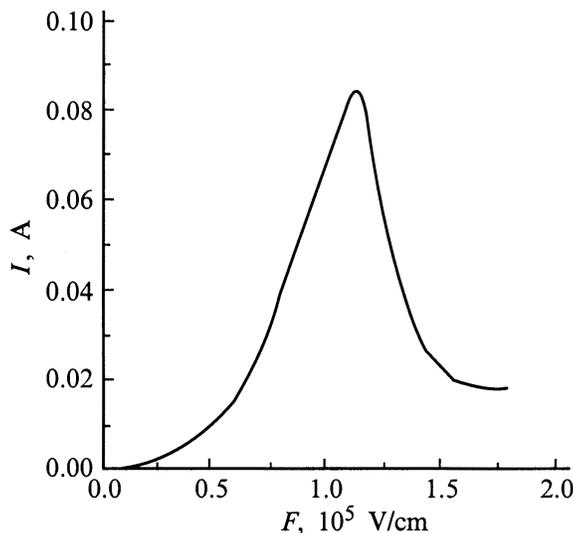


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика трехэлектродной структуры на основе естественной СР политипа 8H-SiC.

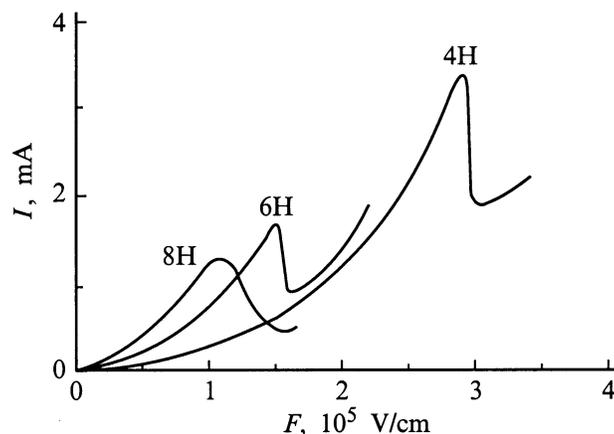


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика трехэлектродных структур на основе естественных СР политипов 4H-, 6H-, 8H-SiC.

периоду естественной СР при постоянном значении времени рассеяния. Из рис. 2 видно, что полученные ВАХ качественно близки, однако пороговые поля существенно различаются. Заметим, что на рис. 2 представлены структуры, на которых N -образная ВАХ проявилась наиболее отчетливо. В ряде образцов падение тока не превышало 20%, кроме того во многих случаях наблюдению эффекта препятствовали неконтролируемые утечки тока и микроплазменный пробой. ВАХ 30% образцов даже при отсутствии подобных утечек сохраняла монотонность вплоть до полей пробоя [11].

Для численных оценок по выражениям (1) и (2) требуется значение времени рассеяния τ , которое можно оценить по формуле $\tau = m^* \mu / e$. Но при этом эффективную массу m^* и подвижность μ нужно определять при больших полях, близких к пороговым. Для таких оценок

были использованы результаты измерений насыщенной скорости дрейфа электронов v_s для поля, направленного параллельно оси естественной СР [14]. Значения электрического поля F_s , при которых происходило насыщение дрейфовой скорости составили 135, 140, 155 кВ/см, сами значения насыщенной дрейфовой скорости v_s — $1.0 \cdot 10^6$, $2.0 \cdot 10^6$ и $3.3 \cdot 10^6$ см/с для 8H-, 6H- и 4H-SiC соответственно. Отсюда μ и m^* определялись по формулам

$$\mu = v_s / F_s, \quad (3)$$

$$m^* = 8E_p / 3\pi v_s^2, \quad (4)$$

где $E_p = 106$ мэВ — усредненная энергия оптического фона [15]. Время рассеяния оказалось равным $\tau = 1.6 \cdot 10^{-13}$, $3 \cdot 10^{-13}$ и $5.9 \cdot 10^{-13}$ с для 4H-, 6H- и 8H-SiC соответственно. Пороговые поля по критерию (1) составили 80, 27 и 10.6 кВ/см для 4H-, 6H- и 8H-SiC соответственно, что существенно меньше приведенных выше экспериментальных значений 290, 150 и 110 кВ/см. Пороговые поля, оцененные по критерию (2), составили 500, 170 и 65 кВ/см, что существенно ближе к экспериментальным значениям, а учитывая 30%-ую погрешность в определении v_s , можно считать степень совпадения достаточно высокой. Поэтому наблюдаемые эффекты скорее коррелируют с режимом блоховских осцилляций, чем с режимом Есаки–Тсу. Согласно [3], дрейфовая скорость в режиме минизонного транспорта есть

$$v_d = A(F/B) \{ 1 / [1 + (F/B)^2] \}, \quad (5)$$

где $A = dE_1 / 2\hbar$, $B = \hbar / ed\tau$. Для 6H-SiC ширина первой минизоны составляет $E_1 = 256$ мэВ. Полученное из (5) время рассеяния $\tau = 5 \cdot 10^{-13}$ с согласуется с вышеприведенными данными.

По-видимому, наблюдаемую ОДП можно объяснить и другими причинами. Известно, что N -образная ВАХ возникает также и при рекомбинационной неустойчивости, когда носители тока захватываются на отталкивающие центры [16]. Однако времена пролета электронов через базовый слой $t \approx 10^{-10}$ с существенно меньше времени рекомбинации, что делает вероятность этого процесса ничтожной. Кроме того, можно с большой уверенностью утверждать, что в случае всяких иных механизмов, в том числе и механизма рекомбинационной неустойчивости, пороговые поля для политипов 4H-, 6H- и 8H-SiC были бы практически одинаковыми.

Таким образом, представляется обоснованной интерпретация наблюдаемых эффектов в рамках теории ваньештарковской локализации. Параметры эффектов удовлетворяют критериям ваньештарковской локализации, а различие пороговых полей для трех рассмотренных политипов соответствует различию параметров их сверхрешеток. Возрастающая ветвь ВАХ справа от пороговой точки может быть объяснена ростом инжекции при увеличении поля, а также поперечным разогревом электронов. Кроме того, не все электроны, участвующие в

протекании тока, подвержены ванье-штарковскому квантованию. В силу геометрии экспериментальной структуры протекание тока в ней возможно и в направлениях, не параллельных оси естественной СР. Подчеркнем, что наблюдаемая для этих политипов ОДП в режиме блоховских осцилляций рассматривается нами как начальная фаза процесса ванье-штарковской локализации.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-18295) и программы МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проект 97-1038).

Список литературы

- [1] Л.В. Келдыш. ФТТ, **4**, 2265 (1962).
- [2] G.N. Wannier. Phys. Rev., **11**, 432 (1960).
- [3] L. Esaky, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14**, 61 (1970).
- [4] В.И. Санкин, А.В. Наумов. Письма ЖТФ, **16** (7), 91 (1990).
- [5] V.I. Sankin, A.V. Naumov. Springer Proc. Phys., **43**, 221 (1991).
- [6] V.I. Sankin, A.V. Naumov. Superlatt. Microstr., **10**, 353 (1991).
- [7] В.И. Санкин, И.А. Столичнов. Письма ЖЭТФ, **59**, 703 (1994).
- [8] V.I. Sankin, I.A. Stolichnov. Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, 1994) p. 87.
- [9] V.I. Sankin. Superlatt. Microstr., **18** (4), 309 (1996).
- [10] В.И. Санкин, И.А. Столичнов. Письма ЖЭТФ, **64**, 105 (1996).
- [11] В.И. Санкин, А.В. Наумов, И.А. Столичнов. Письма ЖТФ, **17** (23), 38 (1991).
- [12] V.I. Sankin. Inst. Phys. Conf., **142**, 2.401 (1996).
- [13] В.И. Санкин, И.А. Столичнов, А.А. Мальцев. Письма ЖТФ, **22** (24), 29 (1996).
- [14] В.И. Санкин, А.А. Лепнева. ФТП, **33**, 586 (1999).
- [15] В.И. Санкин. ФТТ, **17**, 1820 (1975).
- [16] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. УФН, **96**, 633 (1968).

Редактор Л.В. Шаронова

Negative differential conduction and the Bloch oscillations in the natural superlattice of 8H silicon carbide

V.I. Sankin, A.A. Lepneva

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this paper the results of the strong electric field electron transport investigations for hexagonal 8H-SiC polytype are presented, which demonstrate that the negative differential conduction, caused by the Bloch oscillations in a natural superlattice, is peculiar to this polytype as well as to 6H- and 4H-SiC one.