

Новые эффекты ванье-штарковской локализации в естественной сверхрешетке 6H-SiC

В. И. Санкин¹⁾, П. П. Шкробий, Н. С. Савкина, Н. А. Кузнецов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 ноября 2002 г.

В 6H-SiC $n^+n^-n^+$ структурах, оптимизированных для сверхвысокочастотных измерений, в области электрических полей, соответствующих режиму блоховских осцилляций в естественной сверхрешетке 6H-SiC, наблюдался ранний электрический пробой, возникновение которого связывается с образованием домена сильного поля в условиях отрицательной дифференциальной проводимости. Полученные экспериментальные результаты и проведенные оценки свидетельствуют о том, что данный домен подвижный и, значит, осциллирующий, что в свою очередь позволяет прогнозировать наличие в естественной сверхрешетке 6H-SiC микроволновых колебаний, которые быстро затухают в условиях лавинного пробоя. Кристаллическое совершенство естественной сверхрешетки 6H-SiC позволило прямо наблюдать ванье-штарковскую локализацию вплоть до электрического пробоя, то есть на протяжении естественной жизни кристалла, для чего была использована оптическая методика фотоэлектрического преобразования в режиме умножения фототока, рожденного квантами света с энергией больше ширины запрещенной зоны. Показано, что ванье-штарковская локализация, воздействуя только на электроны, существует в естественной сверхрешетке 6H-SiC до полей почти равных пробойному полю 6H-SiC, не замечая зонного смешивания, принципиального разрушителя ванье-штарковской локализации.

PACS: 72.20.Ht, 73.20.Dx

Теория электрической проводимости в кристаллах [1, 2] предсказывала, что под действием возрастающего внешнего однородного электрического поля F монотонно поступательное движение электрона при определенном значении F превращается в осцилляционное. Это явление получило название блоховских осцилляций (БО) или брэгговского отражения по аналогии с известным волновым эффектом. Зонный спектр при этом расщепляется на дискретные уровни, так называемые ванье-штарковские лестницы. Эффект БО возникает при достаточно больших полях, когда выполняются следующие соотношения:

$$F \geq \hbar/eat, \quad (1)$$

$$leF \geq E_1. \quad (2)$$

Здесь \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, a – период решетки, τ – время рассеяния, l – длина свободного пробега электрона (дырки), E_1 – ширина нижней зоны проводимости. При электрическом поле, удовлетворяющем (1), (2), электрон с некоторой вероятностью может баллистически достигнуть края минизоны, испытав при этом брэгговское отражение. После этого электрон движется в обратном направлении как в k -пространстве, так и в реальном

пространстве, что практически означает уменьшение тока с ростом электрического поля. Другими словами, в кристалле возникает отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП). Электрон при этом оказывается локализованным в ограниченной области, размеры которой уменьшаются с ростом поля, а квантование его движения в ней ведет к возникновению дискретных энергетических уровней, отделенных друг от друга энергией eFa (штарковской энергией). Этот феномен известен как ванье-штарковская локализация (ВШЛ). Из этого следует, что для реализации эффекта БО в обычном полупроводнике, где E_1 составляет несколько электронвольт, потребовались бы деструктивные для кристаллов поля. Поэтому конструктивные усилия были сосредоточены в направлении искусственного приготовления кристаллов со сверхрешеткой (СР) [3].

Наибольшее распространение получили СР на основе последовательности гетеропереходов AlAs-GaAs и их модификаций. Так как период СР больше периода основной решетки, а зона проводимости расщеплена на серию узких зон (минизон), нижняя из которых может составлять несколько десятков милливольт, пороговое поле, определяемое (1), (2), для СР будет существенно ниже. На таких СР было проделано большинство исследований электрического транспорта и оптических исследований с целью об-

¹⁾e-mail: sankin@pop.ioffe.rssi.ru

наружения вышеозначенных эффектов [4–10]. Краткое резюме их может быть следующим: некоторые эффекты ВШЛ проявляются в этих СР. Однако их величина столь мала, что они не имеют практического значения. А ведь как раз уникальность и наибольшая привлекательность их состоят в том, что, наряду с безусловной фундаментальностью их природы, они сами по себе имеют очевидную практическую перспективу. В свою очередь, практическая значимость обнаруженных эффектов стала бы и убедительным аргументом корректности решений [2] против известных теоретических опровержений [11–13], считающих невозможным режим ВШЛ из-за неизбежного зонного смешивания в электрическом поле и последующей делокализации вследствие перехода носителя в вышележащие зоны.

Однако заметим, что гетеропереходные и, в частности AlAs-GaAs СР не являются единственными объектами для подобных исследований. В целом ряде работ [14–17] было показано, что сверхструктурные кристаллы политипов SiC (гексагональные и ромбоэдрические) во многих экспериментах демонстрируют уникальные свойства, обусловленные ВШЛ и БО. Напомним, что поле при этом должно быть направлено параллельно оси СР, которая совпадает с осью кристалла. В работах [18–21] приведены результаты исследования, в которых были обнаружены ванье-штарковские резонансы с достаточно большими значениями ОДП, свидетельствующие о развитии процесса ВШЛ в этих кристаллах от БО до полной локализации нижней минизоны и даже делокализации электрона путем резонансного туннелирования.

В данной работе будут представлены новые результаты исследования электронной локализации, индуцированной электрическим полем в естественном сверхструктурном кристалле 6H-SiC. Предыдущие результаты [20] показали, что электронный дрейф в специально приготовленной триодной структуре при определенном поле, удовлетворяющем (1), обнаруживает сильно выраженную ОДП. Этот результат был получен в статическом режиме измерений. Дальнейший анализ с привлечением полученных экспериментально параметров минизонного спектра таких, как E_1 и E_{12} [20], показал, что эта ОДП скорее всего обусловлена режимом БО [21]. Последующий шаг в данном направлении был достаточно очевиден: разработка новой диодной однородной структуры с электронной проводимостью и проведение на ней прямых измерений вольт-амперных характеристик в диапазоне полей от 0 до 200 кВ/см, то есть вблизи пороговых полей возникновения БО, полученных в [18]. Такая $n^+ - n^- - n^+$ диодная струк-

тура, оптимизированная для сверхвысокочастотных измерений, создавалась с помощью эпитаксиально-ионной технологии. На сильнолегированной подложке типа Лэли был сформирован эпитаксиальный слой n^- с предельно низкой концентрацией остаточной донорной примеси около $10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в котором сосредоточено внешнее электрическое поле, а верхний сильнолегированный контактный n^+ слой был создан с помощью ионного легирования. Геометрические размеры меза-структуры составляли $40 \times 3 \times 3 \text{ мкм}$. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) такой структуры (рис.1) до некоторого напряжения не имеет осо-

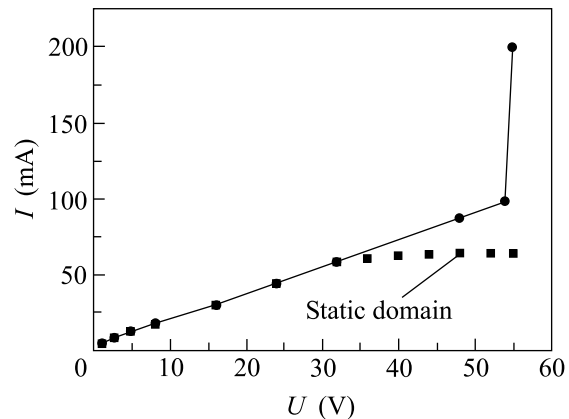


Рис.1. Вольт-амперная характеристика 6H-SiC $n^+ - n^- - n^+$ диодной структуры

бенностей и обнаруживает ход, близкий к линейному. Интерес вызывает участок, на котором при определенном значении напряжения на структуре наблюдается резкий рост тока, который сопровождается излучением света. Спектр этого излучения совпадал со спектром излучения при пробое $p-n$ -переходов. Однако величина однородного поля в этом случае не превышала 150 кВ/см, что более чем в 15 раз меньше самых меньших среди известных значений пробойного поля в 6H-SiC. Вероятно такой дефицит поля может быть преодолен за счет доменизации поля в области базы. Образование домена поля, как известно, сопровождается возникновением в кристалле ОДП [22]. Согласно вышесказанному, при таких полях 150 кВ/см в 6H-SiC обнаруживалась ОДП, вызванная режимом БО [18].

В данном случае принципиальным является ответ на вопрос: статический или подвижный домен образуется при этом? Если домен подвижный, следует ожидать СВЧ генерацию. ВАХ на рис.2 говорит в пользу последнего. Действительно, в данном конкретном случае локализованный домен имел бы ширину $d = U/F_{br}$. При $U = 50 \text{ В}$ и $F_{br} = 2000 \text{ кВ/см}$ $d \leq 0.25 \text{ мкм}$. В случае статического домена ВАХ

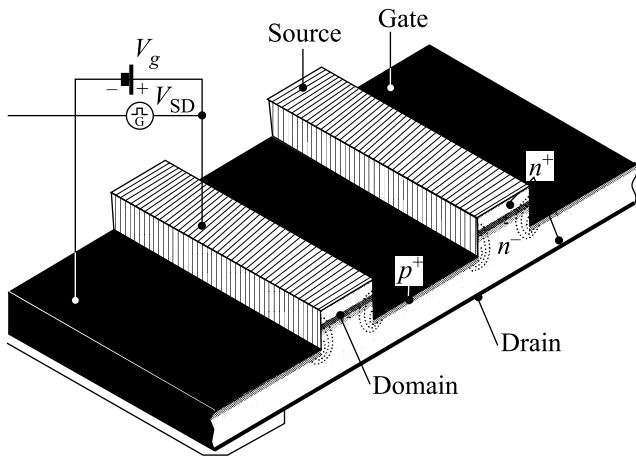


Рис.2. Общий вид 6H-SiC триодной $n^+-n^- - n^+$ структуры с $p-n$ -переходным затвором

обнаруживала бы пологий участок с дифференциальным сопротивлением $R = L^2/\epsilon v S$, где L – ширина n^- – области, ϵ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, v – насыщенная скорость электронного дрейфа, S – площадь n^- -области. Для рассматриваемой униполярной диодной $n^+-n^- - n^+$ структуры, $\epsilon = 10^{-12}$ Ф/см, $v = 2 \cdot 10^6$ см/с, $L = 3$ мкм, $S = 1.3 \cdot 10^{-5}$ см² дифференциальное сопротивление R будет равно $3 \cdot 10^3$ Ом (на рис.4 прерывистая линия), в то время как дифференциальное сопротивление на участке пробоя составляет 10–20 Ом.

В случае подвижного домена скорость генерации электронно-дырочных пар на участке пробоя (в предположении однородности генерации и пренебрежении из-за быстрого пролета рекомбинацией), будет $G = I/SqL$, что при $I = 100$ мА дает $G = 1.2 \cdot 10^{26}$ см⁻³/с. Для теоретической оценки скорости генерации воспользуемся выражением (12в) из работы [23] для подвижных ганновских доменов. Используя для $a_\alpha = 1 \cdot 10^6$ см⁻¹ [16], $n_r = 10^{16}$ см⁻³, получим $G = 2 \cdot 10^{26}$ см⁻³/с, что следует считать хорошим совпадением, подтверждающим предположение о подвижном домене.

Как известно, воздействие электрического поля на диполь, каким является домен, приводит к его трансформации вплоть до разрушения. Для этого была создана гребенка диодных структур, аналогичных рассмотренной выше, а между ними был встроены $p-n$ -переход (рис.2). Эта структура представляет собой аналог униполярного полевого транзистора (ПТ) и для описания ее работы используется соответствующая терминология. Токопроводящий $n^+-n^- - n^+$ канал с геометрическими размерами $40 \times 3 \times 3$ мкм с двух сторон охвачен полями $p-n$ переходов, направление которых имеет составляющую, попереч-

ную направлению тока в канале от стока к истоку J_{SD} . Опыты показали, что ВАХ таких каналов (рис.3а) при напряжении на затворе ($p-n$ -переходе)

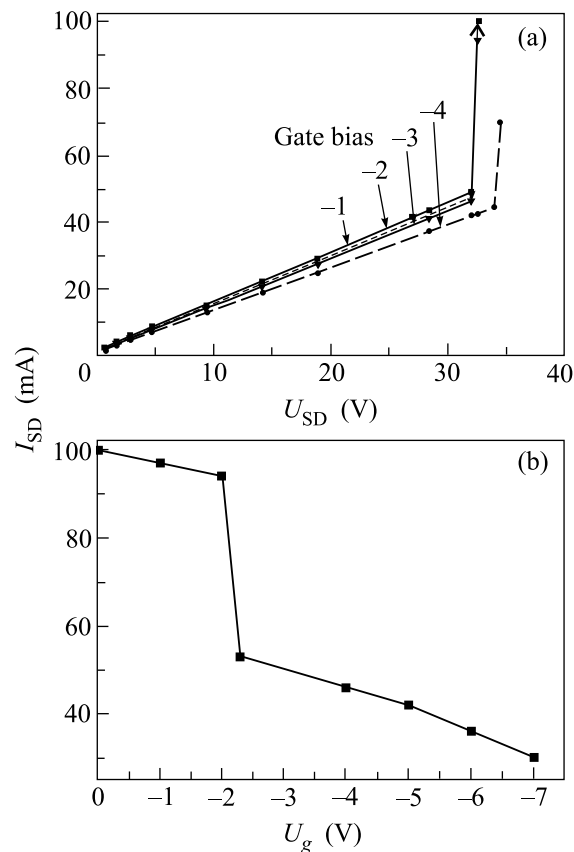


Рис.3. Вольт-амперная характеристика 6H-SiC триодной $n^+-n^- - n^+$ структуры. (а) $J_{SD} \sim f(V_{SD})$, (б) $J_{SD} \sim f(V_G)$

$V_g = 0$ подобна ВАХ диодной структуры (рис.1). Экспериментально было установлено, что реакции ВАХ при $V_g \neq 0$ на линейном и пробойном участках радикально отличаются. На линейном участке наблюдается обычная реакция, характерная для ПТ: ток падает с увеличением поля на затворах с крутизной $S = 2-4$ мА/В, что соответствует параметрам канала. Но на участке пробоя при определенном поле на затворах ток падал с крутизной $S = 40-60$ мА/В (рис.3). Такой большой по амплитуде и резкий эффект падения тока можно объяснить разрушением домена электрическим полем, направленным поперек полю домена. Естественно, вслед за разрушением домена происходит подавление пробоя и резкое падение тока. Этот экспериментальный факт является убедительным аргументом, доказывающим образование домена в канале с естественной СР. Вместе с тем из полученных данных можно сделать заключение в пользу подвижного домена, поскольку согласно гео-

метрии поле затвора действует в той области канала, которая отстоит от истока примерно на 2.0 мкм и не может воздействовать на статический домен, который обычно локализуется вблизи истока (катода). Таким образом, данные результаты являются новым свидетельством реализации режима БО в естественной СР 6Н-SiC.

Далее речь пойдет о новом, с точки зрения поставленной цели и выбранной методике, исследовании ВШЛ. Как уже отмечалось ранее [21], естественная карбидкремниевая СР представляет органично встроенную систему в кристалле, имеет ту же идеальную кристаллическую структуру и соответственно создает оптимально благоприятную среду для реализации в ней таких тонких эффектов, какими являются БО и все эффекты ВШЛ в целом, весьма чувствительные к наличию структурных дефектов как центров рассеяния носителей заряда. Поэтому естественная СР 6Н-SiC может быть использована для прямого наблюдения индуцированной локализации вплоть до электрического пробоя, то есть на протяжении естественной жизни кристалла. Известное из предыдущих исследований [16] предположение, что в карбидкремниевой СР квантуется только электронный спектр, может быть проверено прямым наблюдением. Возможность в одном образце и в одинаковых условиях наблюдать некантованную дырочную и кантованную электронную компоненты резко повышает однозначность интерпретации. Для экспериментальной реализации такой задачи может быть использована оптическая методика фотоэлектрического преобразования в режиме умножения фототока, рожденного квантами света с энергией больше ширины запрещенной зоны. Она позволяет использовать внутреннее поле в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода, изменяемое внешним электрическим полем, и при больших электрических полях иметь сравнительно небольшие уровни фототока, контролируемые падающим на поверхность $p-n$ -перехода светом. Это обстоятельство помогает избежать разрушения образца при околосредних полях. В область сильного поля могут впрыскиваться преимущественно электроны или дырки в зависимости от требований эксперимента.

Итак, для данного исследования создавались $p^+-n^-n^+$ структуры на основе 6Н-SiC. В отличие от вышеописанной структуры, верхний слой p^+ был эпитаксиальным легированным алюминием при росте до концентраций нескомпенсированных акцепторов порядка 10^{18} см^{-3} , концентрация остаточных доноров в эпитаксиальном n^- -слое находилась в пределах от $6 \cdot 10^{16}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Электрическое поле в ОПЗ

изменялось по закону для резкого $p-n$ -перехода, а именно, $F \sim (V_k + V)^{1/2}$ (где $V_k = 2.9 \text{ В}$) – контактный потенциал, V – внешнее напряжение. Выбор толщины p^+ -слоя и кванта света определялся двумя требованиями: 1) минимальное число поглощенных квантов света в p^+ -слое, 2) максимально полное поглощение квантов света в p^+ -слое. В первом случае большая часть света поглощается в ОПЗ и в n^- -слое. Из n^- -слоя дырки диффузией доставляются в ОПЗ и затем в слой умножения, где под действием сильного поля носитель, приобретая дополнительную энергию, рождает при столкновении с атомами кристаллической решетки новые носители. В зависимости от эффективности передачи энергии поля носителю и от вероятности столкновения его с атомом рождается то или иное количество новых носителей и увеличивается (умножается) начальный фототок. В данном конкретном случае начальный фототок будет содержать электронный и дырочный компоненты, рожденные в ОПЗ, и дырочную диффузионную компоненту из n^- -слоя. Во втором случае будут преимущественно электроны, рожденные в p^+ -слое, и диффузией доставленные в ОПЗ. По нашим оценкам $I_n/I_h \geq 10^2$.

На рис.4 в полулогарифмическом масштабе показано изменение фототока (ΦT) от корня из приложен-

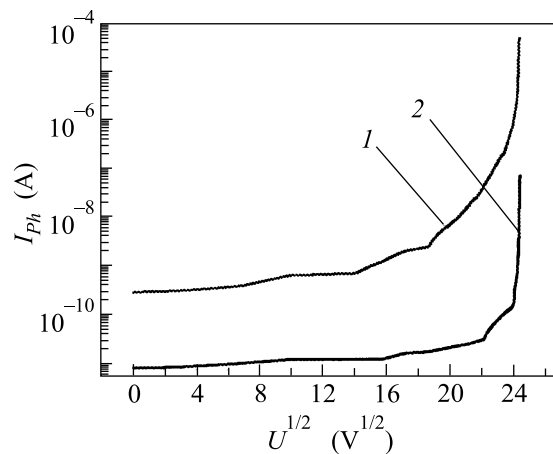


Рис.4. Зависимость фототока в $p^+-n^-n^+$ 6Н-SiC структуре от внешнего напряжения

ного к $p^+-n^-n^+$ структуре, а практически к ОПЗ, внешнего напряжения. Из вышеописанных случаев кривая 1 соответствует первому, кривая 2 – второму случаям. В первом случае ФТ, начиная с некоторых напряжений, интенсивно умножается до очень больших величин, обнаруживая начало лавинного электрического пробоя при $V_{br} = 610 \text{ В}$. Но, поскольку начальный ФТ состоял из электронной и дырочной ком-

понент, отсюда нельзя сепарировать вклад каждой в отдельности. Когда же мы обращаемся к кривой 2, которая представляет собой практически полностью электронный ФТ, картина становится однозначной: электронный ФТ не обнаруживает каких-либо признаков умножения вплоть до напряжений, весьма близких к пробойным, и, следовательно, на кривой 1 проявляется только умножение дырок. Итак, когда в дырочной системе происходят околоскритические события, электронная система не обнаруживает никаких признаков этих событий. К сожалению, из приведенных данных очень трудно точно установить напряжение, при котором возникает электронное умножение, так как дырочное умножение к этому моменту уже достигает значений более двух порядков (кривая 1), поэтому исключить его наличие на кривой 2 нельзя, даже при соотношении одна дырка на сто электронов в начальном ФТ. Поскольку электрическое поле к этому моменту давно превышает величину, необходимую для начала умножения, вполне возможно, что электронное умножение взрывным образом возникает в момент наступления лавинного электрического пробоя, который имеет место только при наличии обеих компонент умножения. Но со всей ответственностью можно сказать, что электронный разогрев подавлен до очень больших полей вследствие ВШЛ, которая возникает и живет, не замечая зонного смешивания, принципиального разрушителя ВШЛ [11–13], то есть, электронный минизонный спектр в 6H-SiC создает условия для существования ВШЛ до очень больших полей. Наблюдавшееся в [20] при определенном значении поля на структуре туннелирование электрона в вышележащую минизону не приводит к полной делокализации электрона, поскольку, как показано выше, процесс ВШЛ наблюдается и при больших полях. Более того, именно благодаря ВШЛ, подавляющей электронный разогрев, имеют место аномально большие (в 2–3 раза больше оценочных, учитывающих только ширину запрещенной зоны) пробойные поля в 6H-SiC. Интереснейшие эффекты могут быть получены в результате сравнительного исследования ВШЛ в различных политипах SiC, объектах с различным минизонным электронным спектром.

Вместе с тем можно констатировать, что присутствие только одного умножающего носителя создает уникальные условия для реализации высокоэффек-

тивных лавинных фотоприемников или твердотельных фотоумножителей в УФ диапазоне спектра.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 00-02-16943), а также программы МНТП “Физика твердотельных наноструктур”.

1. F. Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928). C. Zener, Proc. R. Soc. London **A145**, 523 (1934).
2. G.N. Wannier. Phys. Rev. **11**, 432 (1960).
3. L. Esaky and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
4. E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **160**, 2426 (1988).
5. P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
6. J. Feldman, K. Leo, D. A. B. Miller et al., Phys. Rev. **B46**, 7252 (1992).
7. K. Leo, P. Haring Bolivar, F. Bruggeman et al., Solid State Commun. **84**, 943 (1992).
8. A. Sibille, J. F. Palmier, H. Wang, and F. Mollot. Phys. Rev. Lett. **64**, 52 (1990).
9. F. Bettram, F. Capasso, D.L. Sivco et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 3167 (1990).
10. J. Grenzer, A. A. Ignatov, E. Schomburg et al., Ann. Physik **4**, 1 (1995).
11. A. Rabinovitch, J. Zak. Phys. Rev. **B4**, 2358 (1971).
12. L. Kleinman, Phys. Rev. **B41**, 3857 (1990).
13. N. L. Chupricov, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 1069 (1999).
14. Ю. А. Водаков, А. О. Константинов, Д. П. Литвин, В. И. Санкин, Письма в ЖТФ **7**, 705 (1981).
15. А. П. Дмитриев, А. О. Константинов, Д. П. Литвин, В. И. Санкин, ФТП **17**, 1093 (1983).
16. В. И. Санкин, Ю. А. Водаков, Д. П. Литвин, ФТП **18**, 2146 (1984).
17. Ю. А. Водаков, Д. П. Литвин, В. И. Санкин и др., ФТП **19**, 814 (1985).
18. V.I. Sankin and A.V. Naumov, Superlattice and Microstructures **10**, 353 (1991).
19. В. И. Санкин, И. А. Столичнов, Письма в ЖЭТФ **59**, 703 (1994).
20. В. И. Санкин, И. А. Столичнов, Письма в ЖЭТФ **64**, 105 (1996).
21. V.I. Sankin and I.A. Stolichnov, Superlattices and Microstructures **23**, 999 (1998).
22. А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, УФН **96**, 633 (1968).
23. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур, ФТП **7**, 453 (1973).