

Электронный транспорт в условиях ванье–штарковской локализации в политипах карбида кремния

© В.И. Санкин, И.А. Столичнов

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

(Получена 13 мая 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

Проведено подробное исследование электронного транспорта в сильных электрических полях в естественной сверхрешетке политипов карбида кремния $6H$ и $4H$. Поведение электронов свидетельствовало о возникновении и развитии процесса ванье–штарковского квантования в широком диапазоне электрических полей 100–2000 кВ/см. Прямые измерения зависимости электронного тока от величины среднего электрического поля позволили обнаружить ряд областей с отрицательной дифференциальной проводимостью. Анализ полученных данных позволяет заключить, что наблюдаемые эффекты обусловлены различными механизмами, которые вступают в действие по мере увеличения электрического поля: 1) брэгговское отражение электронов от границы первой минизоны, 2) прыжковая проводимость между уровнями ванье–штарковской лестницы, индуцированная резонансным электрофононным взаимодействием, 3) резонансное межминизонное туннелирование из первой минизоны во вторую.

Введение

Известно, что приложение электрического поля к кристаллу приводит к ряду интересных явлений. Многие из них, такие как эффект Франца–Келдыша, туннельный эффект и другие, быстро получили экспериментальное подтверждение и нашли широкое практическое применение. В настоящей работе рассматривается один из наиболее интересных эффектов, о котором этого сказать нельзя — эффект ванье–штарковской локализации (ВШЛ). Качественную картину этого явления можно представить, используя фундаментальные принципы зонной теории твердого тела, что наиболее ярко сделано в [1]. Результат решения этой задачи широко известен как трансформация под действием электрического поля непрерывного зонного спектра в дискретные уровни, локализованные в пространстве, так называемые ванье–штарковские лестницы [2]. При этом расстояние между уровнями (штарковская энергия) определяется как

$$\Delta E = eFa. \quad (1)$$

Здесь e , F , a являются соответственно зарядом электрона, электрическим полем и периодом кристаллической решетки.

С тех пор проблема ВШЛ достаточно широко обсуждалась в научных публикациях. Надо отметить, что в некоторых работах [3] ставится под сомнение корректность решения Ванье, приводящего к ВШЛ, так как в его модели было применено однозонное приближение, не учитывающее возможности смешивания состояний различных зон электрическим полем. В работе [4] показано, что и при учете межзонного туннелирования ВШЛ сохраняется, однако эта работа и сама вызвала активную полемику [5]. Это говорит о сложности теоретического решения данной проблемы и о необходимости экспериментальных данных по всему спектру связанных с ней вопросов. Следует отметить, что большой практический

интерес к экспериментальным результатам в этой области обусловлен принципиальной возможностью получения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), очень важной для многих приложений.

Практическое обнаружение эффектов ВШЛ возможно только при использовании сверхрешетки (СР), обладающей спектром носителей заряда, состоящим из узких зон, известных как минизоны. Для подобных объектов теоретически предсказан ряд эффектов ВШЛ, связанных с возникновением отрицательной дифференциальной проводимости.

Принципиальная возможность получения ОДП, связанной с индуцированной полем локализацией, на искусственной СР была показана Есаки [6]. Пороговое поле ее возникновения определялось как

$$eFd > h/\tau. \quad (2)$$

Здесь h и τ являются соответственно постоянной Планка и временем рассеяния электронов, а d — периодом СР. Критерий (2) обозначает, что ОДП, связанная с этим эффектом, возникает, когда частота штарковских осцилляций eFd/h превышает частоту рассеяния.

В эффекте, рассмотренном выше, штарковская энергия еще мала настолько, что квазинепрерывность первой минизоны сохраняется, т.е. на ее ширине укладывается много штарковских уровней. По мере дальнейшего роста поля область, в которой локализован электрон $l \sim E_1/eF$, уменьшается. Здесь E_1 — ширина первой минизоны. Минизона при этом разрушается и спектр приобретает вид дискретных энергетических уровней. Электронный транспорт в такой системе описан теоретически в [7]. Проводимость в этой области электрических полей становится возможной за счет перескоков между дискретными штарковскими уровнями с участием фононов. При этом предсказана ОДП, связанная с резонансами фононных переходов [7]. Поля, соответствующие

таким резонансам, определяются как

$$eFd_n = \hbar\omega. \quad (3)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия соответствующего фонона, n принимает значения 1, 2, 3, ...

При еще больших электрических полях штарковская энергия достигает такой величины, что на ширине минизоны укладывается только один уровень. Этот случай был рассмотрен теоретически в [8]. Был предсказан эффект ОДП с поперечным полем

$$F = E_1/2ed. \quad (4)$$

Еще одним возможным механизмом проводимости в режиме ВШЛ является межминизонное резонансное туннелирование, рассмотренное в работе [9]. Оно возникает в случае, когда высота ступени ванье–штарковской лестницы eFd равняется энергетическому зазору между первой и второй минизонами E_{12}

$$eFd = E_{12}. \quad (5)$$

Как было отмечено выше, в ряде теоретических работ [3,5] ставится под сомнение корректность решений, в которых было получено существование ванье–штарковских лестниц. В значительной степени это связано с отсутствием убедительных экспериментальных подтверждений этого явления.

Достаточно долгое время изучение ВШЛ проводилось исключительно на искусственных гетеропереходных сверхрешетках, в основном типа AlAs–GaAs, которые были предложены Есаки [6]. Первые проявления ванье–штарковского квантования были обнаружены в люминесцентных и оптических спектрах [10], а спустя несколько лет появились сообщения о наблюдении ОДП [11,12].

В данной работе для исследования ВШЛ нами предложен объект, существенно отличающийся от использовавшихся ранее, а именно — естественная сверхрешетка, которую содержит большинство политипов карбида кремния. С точки зрения кристаллической структуры естественная сверхрешетка определяется достаточно просто. Как известно, карбид кремния представляет собой набор кристаллов, отличающихся друг от друга структурой (политипов). К простейшим политипам относятся кубический 3C-SiC и гексагональный 2H-SiC. Среди более сложных политипов чисто кубических и чисто гексагональных нет. Каждый из них состоит из чередующихся специфическим образом слоев с кубическим и гексагональным окружением. К наиболее известным политипам относятся 4H, 6H, 8H, 15R, 21R, 27R. Число обозначает количество атомных слоев, которые содержит элементарная ячейка вдоль выделенной оси симметрии кристалла C , а буква определяет симметрию элементарной ячейки: гексагональную (H) или ромбоэдрическую (R). Отсюда видно, что размер элементарной ячейки большинства политипов вдоль оси C превосходит размер ячейки простейших политипов. Например, в гексагональном ряду

4H, 6H, 8H он превышает размер для 2H соответственно в 2, 3, и 4 раза. В этом смысле указанный ряд политипов обладает естественной одномерной сверхрешеткой.

Возникает вопрос, каким образом это сказывается на энергетике кристаллов, а именно — возможно ли выделить в нем одномерный сверхпотенциал с периодом вдоль оси сверхрешетки, превышающим период основного кристаллического потенциала. Экспериментально установлено, что ширина запрещенной зоны в чисто гексагональном политипе 2H больше, чем в кубическом 3C, на 1 эВ. Очевидно, это означает, что амплитуда кристаллического потенциала атомного слоя с гексагональным окружением значительно превышает амплитуду слоя с кубическим окружением. Такие гексагональные слои имеют фиксированную периодичность с периодом большим, чем основной период кристалла. Для упомянутого ряда 4H, 6H, 8H это превышение составляет те же 2, 3 и 4 раза соответственно. Таким образом, есть основания говорить о существовании в этих политипах сверхрешетки с периодом, в соответствующее число раз превышающим период основной решетки. Следуя предложенной модели, можно сказать, что в энергетической структуре разрешенной зоны существуют, согласно решению Кронига–Пенни, для 4H — две, для 6H — три, для 8H — четыре минизоны.

Ранее, в оптических спектрах поглощения многих политипов были обнаружены две полосы в спектральной области от 1 до 2.7 эВ [13,14], т. е. существенно ниже края собственного поглощения. Обе полосы были обоснованно приписаны прямым разрешенным электронным периодам в точке локализации минимума зоны проводимости из основного состояния зоны проводимости в вышележащие зоны проводимости. Была высказана гипотеза [14], согласно которой эти полосы объяснялись переходами из первой во вторую и третью минизоны.

Достаточно убедительные подтверждения наличия узкой электронной зоны в ряде политипов, таких как 4H, 6H, 8H, 15R, 21R, 27R, 33R, были получены в работах [15–17], посвященных исследованию ударной ионизации в карбиде кремния. Было установлено, что характер ударной ионизации сильно зависит от направления электрического поля. По результатам исследования ударной ионизации были сделаны следующие выводы.

1) В одноосных политипах карбида кремния в направлении оси сверхрешетки существует узкая электронная зона, и в ней под действием сильного электрического поля развиваются процессы ВШЛ.

2) Дырочная зона особенностей, связанных с наличием сверхрешетки, не имеет или они столь малы, что не проявляются в ударной ионизации.

Следующим естественным шагом в развитии этих исследований была попытка прямого наблюдения эффектов ВШЛ в электронном транспорте посредством изучения вольт-амперных характеристик кристаллов, содержащих сверхрешетку, в сильных полях.

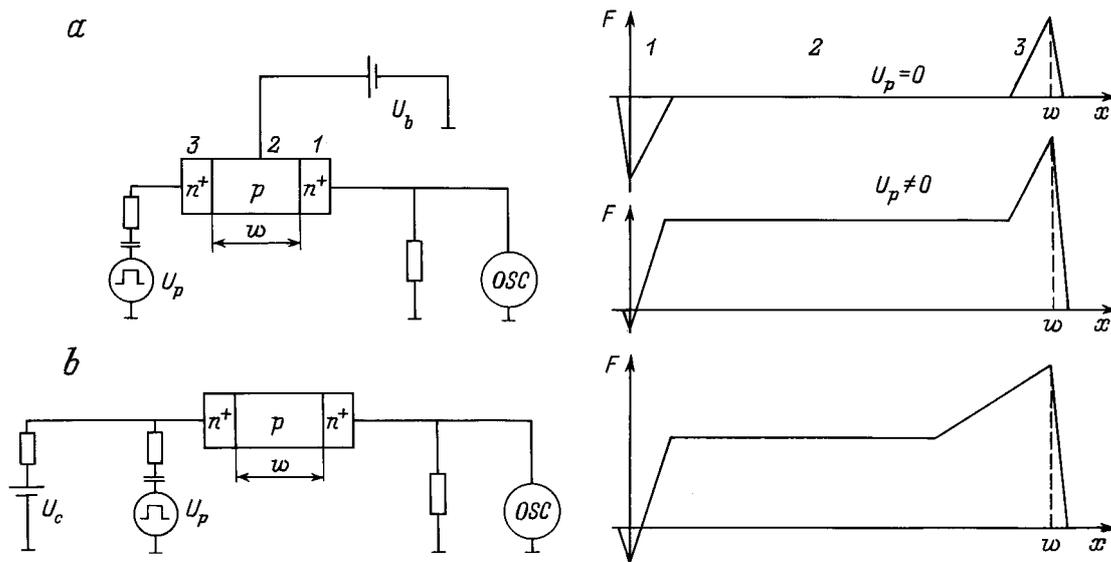


Рис. 1. Схема измерений и распределение электрического поля в экспериментальной структуре для случая сильного однородного поля (а) и сверхсильного неоднородного поля (b).

Методика эксперимента

Для исследования электронного транспорта в сильных полях была разработана экспериментальная структура, удовлетворяющая следующим требованиям: 1) измеряемый ток в образце является чисто электронным, 2) электрическое поле в образце однородно, 3) током в образце можно управлять независимо от поля. Созданная для этих целей триодная структура обладает рядом существенных отличий от традиционного транзистора, на которых следует остановиться отдельно.

Основным ее элементом является база, легированная глубокой акцепторной примесью (скандием) с энергией ионизации $E > 0.5$ эВ. Это позволяет достигать при комнатной температуре концентрации дырок $p \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Характеристические времена деионизации такой примеси в области объемного заряда при $p \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ превышают 10^{-2} с. Это означает, что прямосмещенный эмиттерный $n^+ - p$ -переход может быть открыт только постоянным напряжением или импульсами с длительностью $t > 10^{-2}$ с. Однако, после того, как потенциальный барьер понижен, инжекция, которая является безынерционным процессом, может осуществляться короткими импульсами с длительностью $t < 10^{-6}$ с.

Рассмотрим теперь коллекторный $p - n^+$ -переход. При его обратном смещении установление электрического поля в базе определяется процессом ионизации глубокой акцепторной примеси, время которого также достаточно велико. Поэтому, если обратное смещение осуществляется достаточно короткими импульсами, акцепторные уровни в базе остаются нейтральными, концентрация дырок, как было сказано, не превышает 10^{10} см^{-3} , что соответствует экранированию электрического поля на длине более 10^{-1} см. Таким образом, при ширине ба-

зы 5–10 мкм экранирование поля будет очень слабым, и поле в базе может считаться практически однородным (рис. 1, а). Его величина будет определяться как $F = V/w$, где V — величина импульса напряжения, а w — ширина базовой области.

Принцип работы описанной структуры следующий. Обратное импульсное смещение V_p с периодом $t_p \sim 10^{-7}$ с прикладывается между коллектором и эмиттером. Прямое постоянное смещение V_b прикладывается к переходу эмиттер–база. Связанный с ним ток эмиттер–база практически не влияет на величину инжекции из-за большого ($10^7 - 10^8 \text{ Ом}$) сопротивления p -области. Задача этого смещения — понизить высоту контактного барьера. Импульсное напряжение, приложенное между коллектором и эмиттером, обеспечивает однородное электрическое поле, которое, распространяясь через базу, достигает открытого эмиттерного перехода и вызывает инжекцию. Ток инжекции растет вместе с V_p , однако он может быть ограничен изменением V_b . Сопротивление базовой области при протекании импульсного тока уменьшается в $10^3 - 10^4$ раз, благодаря тому что инжектированные в базу электроны подхватываются полем и пролетают базу, достигая коллектора. Таким образом, в экспериментальной структуре реализован инжекционно-пролетный механизм протекания тока. Описанная электрическая схема соответствует транзистору, включенному с общим эмиттером.

В данной экспериментальной структуре реализованы все перечисленные выше условия, необходимые для изучения электронного транспорта в сильных полях в условиях ВШЛ. Через базу протекает чистый электронный ток, управляемый постоянным смещением, не влияющим на величину поля в базе. Поле на всей ширине базы при этом практически однородно. Впервые

эта экспериментальная структура описана нами в [18]. Триодная структура была позднее применена в работе [12], причем ее использование обосновывалось теми же соображениями.

При создании описанной экспериментальной структуры на подложке n -типа сублимационным сэндвич-методом были выращены пленки двух политипов — $4H$ и $6H$, легированные скандием. Надо отметить, что проблема управляемого роста того или иного политипа практически не решена и поиск нужного объекта требует отбора из большого числа образцов. Далее на пленке p -типа создавался слой n^+ -типа толщиной в 1–2 мкм. Толщина базового слоя определялась прямыми измерениями ширины области люминесценции, исходящей из торца готовой трехслойной структуры. Обычно толщина базового слоя была в пределах 5–10 мкм. После этого методом фотолитографии изготавливалась экспериментальная структура. Диаметры коллектора, базового электрода и эмиттера составляли соответственно 420, 400 и 200 мкм.

Схема измерений представлена на рис. 1, а. При измерениях фиксировался ток в цепи эмиттера. При изменении импульсного напряжения базовое смещение обычно поддерживалось постоянным. Кроме того, для наблюдения за состояниями экспериментальной структуры фиксировались постоянные токи в цепях эмиттера и базы.

Результаты и их обсуждение

Полученные в результате измерений N -образные ВАХ для политипов $4H$ и $6H$ представлены на рис. 2. Первой была обнаружена такая ВАХ для политипа $6H$ [19,20]. Пороговое поле начала ее падающего участка составляло в разных образцах $(1.2–1.7) \times 10^5$ В/см и определялось с погрешностью около 10%, связанной в первую очередь с неточностью определения ширины базового слоя. Несколько позднее эффект был получен и для второго политипа $4H$ [21]. Из рис. 2 видно, что качественно полученные ВАХ близки, однако пороговое поле для $4H$ почти в 2 раза выше, чем для $6H$, и составляет $(2.7–3) \times 10^5$ В/см. 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 в многих случаях наблюдению эффекта препятствовали неконтролируемые утечки тока и микроплазменный пробой. В ряде образцов даже при отсутствии подобных утечек ВАХ сохраняла монотонность вплоть до полей пробоя.

Для численных оценок при интерпретации результатов использованы следующие значения параметров: $d = 7.5 \times 10^{-8}$ см для $6H$ -SiC, $d = 5 \times 10^{-8}$ см для $4H$ -SiC, $m = m_0$, $\mu = 100$ см²/В·с. Здесь m , μ и m_0 соответственно масса и подвижность электрона вдоль оси сверхрешетки, а также масса свободного электрона.

Из критерия (2) видно, что величина порогового поля ОДП, связанной с эффектом Есаки–Тсу, прямо зависит

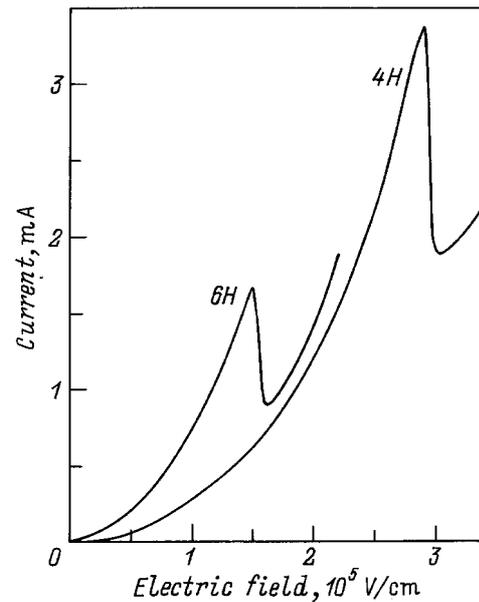


Рис. 2. Зависимость тока от поля экспериментальных структур на основе политипов $6H$ и $4H$.

от периода сверхрешетки. Оценка времени рассеяния τ по формуле

$$\tau = m\mu/e \quad (6)$$

приводит к результату $\tau = 6 \times 10^{-14}$ с, который неплохо согласуется с оценкой τ из критерия (2). Оцененное по этой формуле τ составляет для $4H$ 4.4×10^{-14} с, а для $6H$ — 5.5×10^{-14} с.

Другой критерий этого эффекта требует выполнения условия

$$eFl > E_1, \quad (7)$$

где l — длина свободного пробега, а E_1 — ширина первой минизоны. Очевидно, что для политипа $4H$ с периодом сверхрешетки в 1.5 раза меньшим, чем у $6H$, ширина первой минизоны должна быть значительно большей, чем у $6H$. Таким образом, можно утверждать, что величина порогового поля возникновения ОДП в политипах $4H$ и $6H$ соответствует критериям эффекта Есаки–Тсу, а наблюдаемое различие в величинах порогового поля для этих политипов также соответствует указанным критериям. Это позволило нам истолковать наблюдаемую для этих политипов ОДП, как начальную фазу процесса ВШЛ, а именно как эффект брэгговского отражения электронов от края первой минизоны.

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 [22]. Однако, времена пролета электронов через базовый слой $t < 10^{-10}$ с существенно меньше времени рекомбинации, что уменьшает вероятность этого процесса. Кроме того, в случае рекомбинационной неустойчивости пороговые поля для политипов $4H$ и $6H$ были бы практически одинаковыми.

Таким образом, представляется обоснованной интерпретация наблюдавшихся эффектов в рамках теории ванье–штарковской локализации. Параметры эффектов соответствовали критериям ВШЛ, а различие пороговых полей для двух политипов соответствовало различию в параметрах сверхрешетки между ними. 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, отличных от оси сверхрешетки.

Исследование ВШЛ в сверхсильном электрическом поле

До сих пор речь шла об эффектах ВШЛ в сильном поле, при котором, однако, расстояния между уровнями штарковской лестницы малы настолько, что минизону можно считать квазинепрерывной, т.е. $E_1 \gg eFd$. При дальнейшем росте электрического поля непрерывность электронного спектра нарушается, а область, в которой локализуется электрон, уменьшается. Поля, при которых ее размер существенно меньше длины свободного пробега, т.е.

$$l \gg E_1/eF, \quad (8)$$

мы будем называть сверхсильными.

С целью исследования дальнейшего развития процесса ВШЛ при таких полях экспериментальная методика была несколько модифицирована. Это было связано с тем, что методика, описанная выше не позволяет достичь полей выше 5×10^5 В/см из-за возникновения локального пробоя. Основное изменение условий эксперимента состояло в том, что на коллекторный переход, помимо импульсного, подавалось постоянное напряжение, смещающее его в обратном направлении. Это приводило к тому, что кроме импульсного напряжения, однородного по всей базовой области, в области объемного заряда коллекторного перехода было сосредоточено значительно более сильное постоянное поле. Схема измерений и распределение поля в структуре для этого случая показано на рис. 1, *b*. Видно, что поле в слое объемного заряда неоднородно. Поскольку данный переход образован сильно легированной n^+ -областью с $N_d - N_a = (3-5) \times 10^{18}$ см $^{-3}$, а также p -областью с $N_a - N_d < 2 \times 10^{17}$ см $^{-3}$, переход можно считать резким и асимметричным, а электрическое поле в нем — меняющимся с координатой линейно. Максимальное поле на границе между p - и n^+ -областями при этом составит

$$F_m = 2V(eN/2\varepsilon V)^{1/2}, \quad (9)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, а $N = N_a - N_d$. Среднее поле внутри каждой из областей будет равно

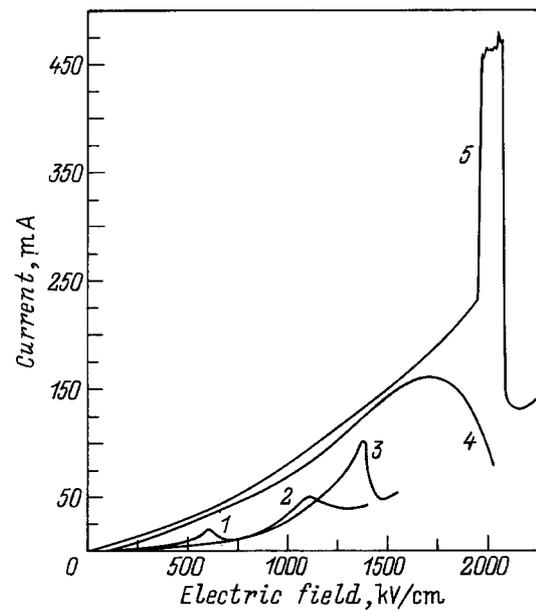


Рис. 3. Зависимость тока от поля для экспериментальных структур на основе политипа 6H (случай сверхсильного электрического поля). Комментарий к рисунку в тексте.

половине максимального. В этой схеме эксперимента роль импульсного поля заключалась в том, чтобы обеспечить инжекцию электронов в базу и их дрейф в область сильного поля.

Использование описанной экспериментальной методики позволило исследовать ВАХ структур на основе политипов 4H и 6H в диапазоне полей от 100 до 2000 кВ/см. Основные результаты представлены на рис. 3 и 4. Видно, что характеристики обоих политипов содержат ряд особенностей, причем их количество для 6H значительно больше, чем для 4H. Далее мы предлагаем интерпретацию полученных результатов в рамках теории ВШЛ.

Вольт-амперные характеристики политипа 6H содержат пять особенностей, отмеченных цифрами 1, 2, 3, 4, 5, четыре из которых содержат участок с ОДП, а пятая включает, кроме ОДП, резкий всплеск тока (рис. 3). Область 1 характеризуется пороговым полем 600 кВ/см. Представляется маловероятным, что этот эффект обусловлен брэгговским отражением электронов, т.е. начальным этапом процесса ВШЛ. Как было указано выше, для брэгговского отражения пороговое поле составляет около 150 кВ/см. В данной схеме опыта реализовать столь малые поля не удастся, так как даже при отсутствии внешнего поля контактный барьер p - n -перехода составляет 2.7 В, что соответствует среднему полю в области объемного заряда, превышающему 150 кВ/см. Для дальнейшего уменьшения поля необходимо инвертировать внешнее напряжение на коллекторном переходе, но при этом трехэлектродная структура становится неработоспособной.

Для политипа $6H$ пороговое поле 600 кВ/см соответствует штарковской энергии 45 мэВ , что свидетельствует о возможности сильной локализации, приводящей к нарушению условия квазинепрерывности электронного спектра в первой минизоне. При этом проводимость может осуществляться путем перескоков электронов между квазидискретными уровнями с участием фононов. Теоретическое рассмотрение этого механизма проводимости выполнено в работах [7,8]. Физические модели, положенные в основу расчета, в них были различными и, соответственно, различными оказались и предсказанные результаты. Общим для этих работ является вывод о том, что ВАХ должна иметь вид резонансов с пороговыми полями возникновения ОДП, определяемыми соотношением

$$eFd_n = \text{const.} \quad (10)$$

В работе [7] константой являлось значение энергии фонона, а в работе [8] — ширина первой минизоны E_1 . Множитель $n = 1, 2, 3, \dots$ соответствует числу слоев сверхрешетки, через которые прыгает электрон.

На ВАХ политипа $6H$ особенности 1, 2 и 3 характеризуются штарковскими энергиями $45, 80$ и 103 мэВ соответственно, которые близки к энергиям поперечного (46 мэВ) и продольного (77 мэВ) акустических фононов, а также продольного оптического фонона ($103\text{--}112 \text{ мэВ}$) в минимуме зоны проводимости [23]. Таким образом, ОДП, наблюдаемая в областях 1, 2, и 3, может быть интерпретирована как электронные прыжки между соседними уровнями штарковской лестницы с участием фононов. При этом пороговые поля возникновения ОДП удовлетворяют (3) при $n = 1$, т.е. переходам между соседними узлами СР. Переходы между узлами с $n > 1$ не наблюдаются, поскольку они реализуются при существенно более низких полях, которые в данном опыте, как уже отмечалось, технически недостижимы. Кроме того, низкие поля могут привести к нарушению условия сильной локализации (8), что сделает наблюдение эффекта невозможным. Также следует отметить, что переходы с $n > 1$ являются более тонкими эффектами и их наблюдение может быть затруднено из-за разного рода утечек в объеме и на поверхности, поскольку при исследованиях в сильных полях остро стоит проблема качества кристаллов. Таким образом, принципиальная возможность наблюдения мультипликативной серии с $n > 1$ представляется сомнительной.

Штарковская энергия, соответствующая пороговому полю в области 4, составляет $125\text{--}130 \text{ мэВ}$, что заметно выше известных энергий фононов в точке минимума зоны проводимости. Поэтому есть основания для интерпретации наблюдаемого эффекта в рамках модели, рассмотренной в [8], в которой ширина первой минизоны должна быть кратна штарковской энергии. Согласно результатам [8], штарковская энергия при пороговом поле составляет $1/2E_1$. Отсюда легко получить значение $E_1 = 250\text{--}260 \text{ мэВ}$. Таким образом, впервые выполнена прямая оценка ширины E_1 , которая не противоречит другим оценкам ширины первой

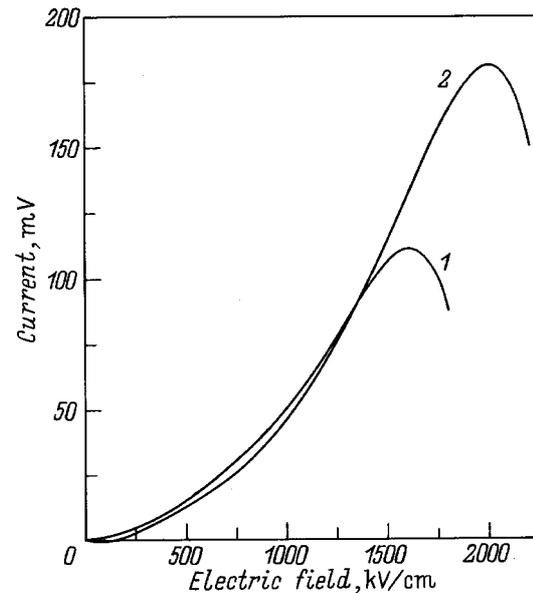


Рис. 4. Зависимость тока от поля для экспериментальных структур на основе политипа $4H$ (случай сверхсильного электрического поля). Комментарии к рисунку в тексте.

минизоны [24], носившим качественный характер, а также идеологии приведенной выше при интерпретации результатов в однородном поле.

Область 5 отличается от предыдущих четырех тем, что участку ОДП предшествует резкое увеличение тока. Само по себе резкое нарастание тока в области сильных полей — обычный факт, который сопровождает пробойные явления. Особенность рассматриваемого случая состоит в том, что за ростом тока следует его падение. В процессе наблюдений регистрировался как импульсный ток, связанный с потоком электронов из эмиттера, так и постоянный, обусловленный локальным пробоем и неконтролируемыми утечками в области коллекторного перехода. При этом падение наблюдалось только на ВАХ импульсного тока. Кроме того, излучение сопровождающее резкий рост импульсного тока, гасло при пороговом поле возникновения ОДП.

Наблюдаемые экспериментальные факты можно объяснить следующим образом. Участок резкого нарастания электронного тока связан с резонансным туннелированием электронов из состояний дискретного спектра первой минизоны во вторую минизону, сохраняющую квазинепрерывность. Последующее падение тока может быть связано с брэгговским отражением электронов во второй минизоне. Исходя из простейшего закона увеличения первой минизоны с ростом ее номера можно считать, что вторая минизона примерно в 4 раза шире первой и при имеющихся полях квазинепрерывность в ней еще не нарушается. Поэтому в ней может реализоваться механизм брэгговского отражения электронов. Известно, что межминизонное резонансное туннелирование становится возможным при выполнении (5) [9]. Представляется корректным характеризовать процесс резонансного

туннелирования не средним, а максимальным полем в области объемного заряда. Следовательно, штарковская энергия соответствующая межминизонному туннелированию, составляет около 300 мэВ. При этом сумма значений $E_1 + E_{12} + E_2 < 1.55$ эВ, что находится в хорошем соответствии со спектральным положением межминизонной полосы поглощения, обусловленной переходами между первой и второй минизонами [14].

Эти результаты позволяют ввести коррективы в схему электронного разогрева, предложенную в [24]. Эта схема, использованная для интерпретации результатов по ударной ионизации, основывалась на предположении, что туннелирование между первой и второй минизонами отсутствует, а переход во вторую минизону происходит благодаря увеличению энергии электронов вследствие поперечного разогрева при рассеянии на фононах. Полученные данные позволяют заключить, что возможен туннельный переход электронов во вторую минизону, и он происходит при поле, на 20 % ниже поля лавинного пробоя.

Аналогичные измерения были выполнены для политипа 4H. Полученные в результате ВАХ представлены на рис. 4. Были обнаружены только две особенности, содержащие ОДП при пороговых полях $(1.6–1.7) \times 10^6$ В/см и $(1.9–2) \times 10^6$ В/см, что соответствует штарковским энергиям 80–85 и 96–100 мэВ. Эти значения близки к энергиям продольных акустического и оптического фононов [25]. Других особенностей, связанных с резонансным взаимодействием фононов с состояниями ванье–штарковской лестницы в 4H, не обнаружено. Это можно объяснить тем, что условие сильной локализации в политипе 4H, имеющем значительно более широкую, чем в 6H, первую минизону, выполняется при более сильных полях. В частности, указанное условие может не выполняться при штарковской энергии, соответствующей энергии поперечного акустического фонона.

Отсутствие особенности, связанной с полной локализацией первой минизоны, можно объяснить тем, что в силу большой ширины первой минизоны в 4H условие (4) выполняется только при очень сильном электрическом поле, превышающем ограничение, связанное с лавинным пробоем. Вместе с тем нельзя утверждать, что проведенные измерения содержат полную картину развития процесса ВШЛ в политипах 4H и 6H. Дальнейшее совершенствование экспериментальной методики и качества экспериментальных структур может привести к обнаружению новых эффектов.

Заключение

В данной работе впервые получены результаты, которые содержат наиболее подробную характеристику электронного транспорта в условиях развития процесса ВШЛ. Не случайно, что эти результаты получены на естественной СР карбида кремния, которая свободна от серьезных недостатков, присущих даже наиболее совершенным искусственным СР.

При этом можно ожидать, что полученная картина ВШЛ не является полной и в будущем обогатится новыми эффектами. Вероятно, более сложной и во многом непредсказуемой она окажется в ромбоэдрических политипах SiC. В то же время обнаружение ряда эффектов в электронном транспорте представляется весьма проблематичным. В первую очередь это относится к переходам между уровнями штарковской лестницы, связанным с перескоком электронов между удаленными слоями СР с участием фононов (мультипликативная серия с $n > 1$). В работе показано, что для таких переходов нарушается условие сильной локализации (8), причем это происходит даже при очень узкой первой минизоне, так как ее уменьшение, как правило, сопровождается уменьшением длины свободного пробега.

В заключение отметим, что до настоящего времени сверхрешетки различных политипов карбида кремния остаются единственными объектами, позволяющими наблюдать эффекты ВШЛ в широком диапазоне электрических полей. Полученные нами результаты позволяют рассчитывать на возможность создания на основе обнаруженных эффектов СВЧ приборов, в том числе генераторов и усилителей.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить Е.Н. Мохова за помощь в выращивании сильно легированных n^+ -слоев карбида кремния.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-06258-а), а также программы МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-003).

Список литературы

- [1] Л.Э. Гуревич. *Матер. VI Зимней школы ФТИ им. А.Ф. Иоффе* (Л., 1971) с. 175.
- [2] G.D. Wannier. *Phys. Rev.*, **11**, 432 (1960).
- [3] A. Rabinovitch, J. Zak. *Phys. Rev. B*, **4**, 2358 (1971).
- [4] D. Emin, C.F. Hart. *Phys. Rev. B*, **36**, 7353 (1987).
- [5] L. Kleiman. *Phys. Rev. B*, **41**, 3857 (1990).
- [6] L. Esaky, R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 61 (1970).
- [7] D. Emin, C.F. Hart. *Phys. Rev. B*, **36**, 2530 (1987).
- [8] R. Tsu, G. Dohler. *Phys. Rev. B*, **12**, 680 (1975).
- [9] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. *ФТП*, **6**, 148 (1972).
- [10] P. Voisin, J. Bleuse, C. Blouch, S. Gailard, C. Alibert, A. Regreny. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1639 (1988).
- [11] A. Sibille, J.F. Palmier, H. Wong, J.C. Esanault, F. Mollot. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 52 (1990).
- [12] F. Bettram, F. Capasso, D. Sivco, A. Hutchinson, S. Chu, A. Cho. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 3167 (1990).
- [13] E. Biderman. *Sol. St. Commun.*, **3**, 343 (1965).
- [14] G.B. Dubrovskii, A.A. Lepneva, E.I. Radovanova. *Phys. St. Sol. (b)*, **57**, 423 (1973).
- [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, Е.Н. Мохов, А.Д. Роевков. *ФТП*, **19**, 814 (1985).

- [18] В.И. Санкин, А.В. Наумов, А.А. Вольфсон, М.Г. Рамм, Л.М. Смеркло, А.В. Суворов. Письма ЖТФ, **15**, 43 (1989).
- [19] В.И. Санкин, А.В. Наумов. Письма ЖТФ, **16**, 91 (1990).
- [20] V. Sankin, A. Naumov. Superlat. Microstruct., **10**, 353 (1991).
- [21] В.И. Санкин, А.В. Наумов, И.А. Столичнов. Письма ЖТФ, **17**, 38 (1991).
- [22] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. УФН, **96**, 633 (1968).
- [23] В.И. Санкин. ФТТ, **17**, 1191 (1975).
- [24] V.I. Sankin, D.P. Litvin, Yu.A. Vodakov. Springer Proc. in Phys., **56**, 225 (1991).
- [25] Г.Б. Дубровский, В.И. Санкин. ФТТ, **17**, 1847 (1975).

Редактор В.В. Чалдышев

Electronic transport under Wannier–Stark localization in silicon carbide polytypes

V.I. Sankin, I.A. Stolichnov

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