

ВАНЬЕ-ШТАРКОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ЕСТЕСТВЕННЫХ КАРБИД-КРЕМНИЕВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

В.И.Санкин¹⁾, И.А.Столичнов

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

Поступила в редакцию 18 июня 1996 г.

Проведено подробное экспериментальное исследование электронного транспорта в условиях ванье-штарковской локализации носителей в естественной сверхрешетке гексагональных политипов карбида кремния. Для исследования использованы поли-типы 4Н и 6Н, обладающие различными параметрами сверхрешетки и минизонного спектра. В результате прямых измерений зависимости электронного тока от среднего электрического поля в активной области образца обнаружен ряд областей отрицательной дифференциальной проводимости в диапазоне полей от 500 до 2100 кВ/см. Анализ результатов позволяет заключить, что наблюдаемые токовые резонансы связаны с развитием процесса ванье-штарковского квантования и обусловлены такими механизмами проводимости, как прыжковая проводимость между уровнями ванье-штарковской лестницы, индуцированная резонансным электрон-фононным взаимодействием, и резонансное межминизонное туннелирование из первой минизоны во вторую.

PACS: 72.20.Nt, 73.20.Dx

Известно, что электронные спектры полупроводников, содержащих сверхрешетку (СР), состоят из набора узких зон или минизон. В случае, когда ширина минизоны много больше kT , а электрическое поле невелико, движение электронов в широкой зоне и в минизоне практически идентично. Существенные различия возникают лишь при достаточно больших электрических полях, начиная со значений, определяемых неравенством

$$F > h/ed\tau. \quad (1)$$

Здесь h – постоянная Планка, e – заряд электрона, d – период решетки или СР, τ – время рассеяния [1]. Так как период СР больше периода основной решетки, пороговое поле, определяемое (1), для СР будет ниже, что и определяет преимущественное использование СР для исследования электронного транспорта в сильных полях. При электрическом поле, удовлетворяющем (1), 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 уровней, отделенных друг от друга энергией eFd (штарковской энергией). Этот феномен известен как ванье-штарковская локализация. Обнаружению этого явления посвящено немало работ [2,3]. Впервые статическая вольт-амперная

¹⁾ e-mail: sankin@widegap.ioffe.rssi.ru

характеристика с ОДП наблюдалась в политипе карбида кремния 6Н, обладающем естественной СР [4]. В последующей работе [5] аналогичный эффект был обнаружен в другом политипе карбида кремния 4Н. Там же приводились данные, свидетельствующие об изменении величины порогового поля в соответствии с изменениями параметров СР.

Следует заметить, что штарковская энергия, соответствующая эффекту брегговского отражения, невелика по сравнению с шириной первой минизоны E_1 . Поэтому электронный спектр остается квазинепрерывным. С увеличением поля расстояние между уровнями в минизоне увеличивается и электронный спектр трансформируется в серии дискретных уровней, известных как ванье-штарковские лестницы. Проводимость в такой системе возможна только как прыжки электронов между состояниями ванье-штарковской лестницы с участием фононов. В результате теоретического анализа этого случая [6–8] был представлен ряд эффектов ОДП с пороговыми полями, определяемыми уравнением

$$eFd_n = \text{const.} \quad (2)$$

Здесь $n = 1, 2, 3, \dots$ физически соответствует числу слоев СР, преодолеваемых электроном, а const является энергией фонона $\hbar\Omega$ [6] или шириной первой минизоны E_1 [8]. Физический смысл данного различия заключается в том, что при $E_1 < \hbar\Omega$ критическим параметром прыжковой проводимости будет E_1 , а при выполнении обратного соотношения, $\hbar\Omega < E_1$, каждый из критических параметров будет последовательно определять процесс прыжковой проводимости.

Для обнаружения указанных эффектов необходимо выполнение условия сильной локализации:

$$l \gg E_1/eF \quad (3)$$

где l – длина свободного пробега. Кроме того, пороговые поля, определяемые (2), должны быть меньше поля электрического пробоя. Исходя из указанных ограничений, для политипов карбида кремния, содержащих СР, можно ожидать, что указанные пороговые поля лежат в диапазоне $4 \cdot 10^5 - 2.5 \cdot 10^6$ В/см. Следует отметить важное свойство уравнения (2), необходимое для интерпретации эксперимента, а именно, наличие мультипликативных серий резонансов с одним значением const и $n = 1, 2, 3, \dots$. В [7] указано на характерную особенность (2), которая заключается в том, что резонансные пики, принадлежащие каждой из этих серий, будут эквидистантны в единицах $1/F$: $edn = \text{const}/F$.

В [9] нами уже сообщалось о наблюдении ОДП и резонансного туннелирования в режиме сильной локализации в естественной карбид-кремниевой СР политипа 6Н. В данной работе, путем использования аналогичной экспериментальной методики, получены новые экспериментальные данные в области полей, соответствующей электрон-фононному резонансному взаимодействию, которые существенно дополняют картину развития процесса ванье-штарковской локализации в политипе 6Н – SiC. Кроме того, получены эффекты ОДП в режиме сильной локализации для другого политипа 4Н – SiC, отличающегося от 6Н параметрами СР и, следовательно, электронного спектра.

На рис.1 представлена зависимость электрического тока от среднего поля для экспериментальной структуры, содержащей СР политипа 6Н, на которой цифрами I, II, III, IV, V отмечены пять областей ванье-штарковских резонансов, возникающих по мере увеличения электрического поля. Первые три области характеризуются пороговыми полями 600, 1100 и 1370 кВ/см и штар-

ковскими энергиями 45, 80 и 103 эВ, соответственно. Отметим, что эти пики не эквидистантны в единицах обратного поля, поэтому не могут принадлежать к одной мультипликативной серии. Однако штарковские энергии, соответствующие пороговым полям, для пиков I, II, III практически совпадают с энергиями наиболее сильных фононов в точке локализации минимума зоны проводимости [10], а именно, с поперечным акустическим (ТА) – 46 мэВ, продольным акустическим (LA) – 77 мэВ и продольным оптическим (LO) – 103 мэВ. Таким образом, области I, II, III, каждая из которых характеризуется ОДП, обусловлены резонансным электрон-фононным взаимодействием между уровнями ванье-штарковской лестницы в соседних слоях СР. Это означает, что в данном случае наблюдаются три резонансных серии, но в каждой из них проявляется лишь один член с $n = 1$. Отсутствие членов с $n > 1$ для каждой серии может быть объяснено своими конкретными причинами. Для серии, соответствующей ТА-фонону, резонанс с $n = 2$ требует уменьшения поля до значения 300 кВ/см, при котором условие сильной локализации (3) уже выполняется плохо. Иными словами, расстояние между уровнями ванье-штарковской лестницы становится недостаточным для отчетливого наблюдения резонансов при комнатной температуре. Что касается LA- и LO-серий, то резонанс с $n = 2$ попадает в область ТА с $n = 1$, и их разрешение практически маловероятно, а резонансы с $n = 3$ не видны, поскольку не выполняется условие (3).

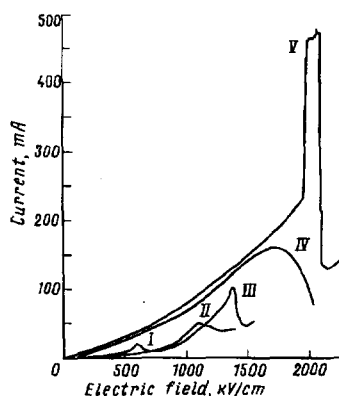


Рис.1

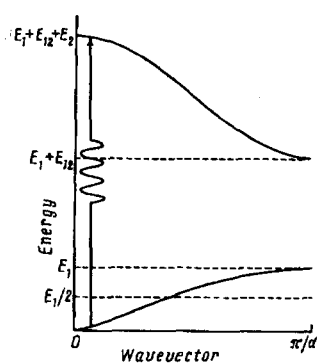


Рис.2

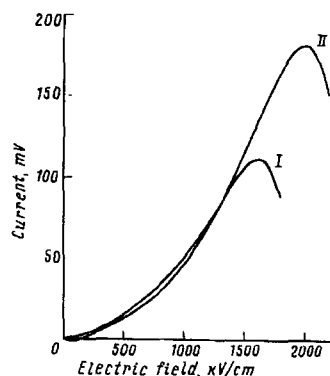


Рис.3

Штарковская энергия пика IV составляет 128 – 130 мэВ, что превышает энергию любого известного фонона. Согласно изложенной выше логике, при увеличении штарковской энергии до значений, сравнимых с шириной первой минизоны, должна наблюдаться ОДП, характерная для этой степени локализации. Согласно [8], основной резонанс этой серии должен иметь место при $eFd = 1/2E_1$. В нашем случае это означает, что $E_1 = 256 – 260$ мэВ. Данная величина, полученная экспериментально, не противоречит качественным соображениям, приведенным в [11,12], а также результатам исследования оптических переходов между первой и второй минизонами, о чем подробнее будет сказано ниже.

Как и в предыдущей работе [9], мы считаем, что область V формируется двумя механизмами. Левая ветвь, которая характеризуется резким ростом

тока, связана с резонансным туннелированием электронов из локализованного состояния первой минизоны $E_1/2$ во вторую минизону. Вторая минизона должна быть значительно шире первой, согласно [1], $E_2 = 4E_1$, поэтому при таком электрическом поле сильная локализация в ней еще не наступает и спектр сохраняет квазинепрерывность. Следовательно, резкого падения тока, которое предсказывается в [13] при расстройке резонанса, в нашем случае быть не должно. Наблюдаемое падение тока (правая ветвь области V), по нашему предположению, связана с брэгговским отражением электронов во второй минизоне. Как известно, при резонансном туннелировании штарковская энергия должна совпадать с шириной зазора между первой и второй минизонами [13], в нашем случае $eFd = E_1/2 + E_{12}$, где E_{12} – зазор между первой и второй минизонами (рис.2). Из результатов эксперимента $E_1/2 + E_{12} = 303$ мэВ. Суммируя полученные значения E_1 , E_{12} и E_2 , получаем энергию прямого оптического перехода из первой во вторую минизону $h\nu = 1.47$ эВ. Этот результат хорошо согласуется со значениями соответствующих переходов, полученными из оптических экспериментов [14]. На рис.2 схематически изображена минизонная структура и переходы в рассматриваемом случае.

Проведение подобного исследования на политипе 4Н – SiC представляет большой интерес по той причине, что политипы 4Н и 6Н обладают сходными электрофизическими параметрами, но при этом в 4Н период СР в 1.5 раза меньше и, следовательно, ширина первой минизоны E_1 примерно в два раза больше, чем в 6Н – SiC. Поскольку оба этих параметра в значительной степени определяют вольт-амперную характеристику (ВАХ) при сильных полях, сравнительный анализ результатов исследования двух политипов важен для понимания природы наблюдаемых эффектов.

На рис.3 представлена зависимость тока от среднего для экспериментальной структуры, содержащей СР политипа 4Н. В отличие от случая 6Н, на ВАХ наблюдаются только две особенности, I и II, с пороговыми полями 1600 и 2000 кВ/см, которым соответствуют штарковские энергии 80 и 100 мэВ. Поскольку энергии фононов в 4Н – SiC с точностью до 5 мэВ те же, что и в 6Н – SiC [15], можно заключить, что наблюдаемые особенности связаны с электрофононными резонансами серий LA- и LO-фононов. Отсутствие в этих сериях пиков, соответствующих $n > 1$, может быть объяснено теми же причинами, что и для 6Н – SiC.

Условия полной локализации и, тем более, резонансного туннелирования в 4Н – SiC физически не могут быть достигнуты, так как необходимые для этого средние поля более $5 \cdot 10^6$ В/см намного превышают поля электрического пробоя $(2.6 - 3) \cdot 10^6$ В/см [11].

Таким образом, проведенные исследования позволили получить наиболее полную на сегодняшний день картину развития процессов ванье-штарковской локализации в кристаллах. Тот факт, что указанные эффекты наблюдались на кристаллах карбида кремния с естественной СР, представляется неслучайным. В настоящее время такие кристаллы являются наиболее подходящими объектами для исследования ванье-штарковской локализации, благодаря своей высокой электрической прочности, кристаллическому совершенству и отсутствию интерфейсов между слоями СР. В отличие от [5], где нами приведены результаты сравнительного исследования ОДП, связанной с брэгговским отражением электронов от края минизоны в политипах 4Н и 6Н, результаты данной работы позволяют сравнить особенности развития эффектов сильной локализации в этих двух политипах. Полученные данные хорошо коррелируют с теорети-

ческими предсказаниями и с различиями в параметрах СР и минизонного спектра для двух изучаемых политипов, что позволяет нам интерпретировать результаты в рамках теории ванье-штарковской локализации как проявление эффектов сильной локализации: резонансного электрон-фононного взаимодействия, полной локализации первой минизоны и резонансного туннелирования из первой минизоны во вторую.

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

-
1. L.Esaky and R.Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
 2. A.Sibille, J.F.Palmier, H.Wong et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 52 (1990).
 3. F.Bettram, F.Capasso, D.L.Sivco et al., Phys.Rev. Lett. **64**, 3167 (1990).
 4. В.И.Санкин, А.В.Наумов, Письма в ЖТФ **16**, 91 (1990)
 5. В.И.Санкин, А.В.Наумов, И.А.Столичнов, Письма в ЖТФ **17**, 38 (1991).
 6. D.Emin and C.F.Hart, Phys. Rev. **B36**, 2530 (1987).
 7. V.V.Bryksin, Yu.A.Firsov, and S.A.Ktitorov, Sol. State Comm. **39**, 385 (1981).
 8. R.Tsu and G.Dohler, Phys. Rev. **B12**, 680 (1975).
 9. В.И.Санкин, И.А.Столичнов, Письма в ЖЭТФ **59**, 703 (1994).
 10. В.И.Санкин, ФТТ **17**, 1191 (1975).
 11. V.I.Sankin, D.P.Litvin, and Yu.A.Vodakov, Springer Proc. in Phys. **56**, 225 (1991).
 12. V.Sankin and A.Naumov, Superlattices and Microstructures **10**, 3, 353 (1991).
 13. R.F.Kazarinov and R.A.Suris, Sov. Phys. Semicond. **6**, 120 (1972).
 14. G.B.Dubrovskii, A.A.Lepneva, and E.I.Radovanova, Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 423 (1973).
 15. Г.Б.Дубровский, В.И.Санкин, ФТТ **17**, 1847 (1975).