

Терагерцовое излучение, вызванное ванье-штарковской локализацией электронов в естественной сверхрешетке карбида кремния

В. И. Санкин, А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, А. Г. Петров

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

Поступила в редакцию 30 июня 2011 г.

Сообщается об обнаружении интенсивной терагерцовой электролюминесценции в SiC-структуратах с минизонным характером электронного спектра, обусловленным естественной сверхрешеткой. Форма линии терагерцового излучения, линейная зависимость положения ее максимума от напряжения смещения, характерное значение напряженности поля, требуемого для достижения излучения, а кроме того, преимущественная поляризация излучения вдоль оси сверхрешетки свидетельствуют о том, что обнаруженное излучение возникает в результате возбуждения стационарных блоховских осцилляций электронов в естественной сверхрешетке карбида кремния.

Возможность осцилляционного движения свободных электронов в кристаллах в присутствии сильно-го постоянного электрического поля, предсказанная в работах [1, 2], давно привлекает внимание вследствие перспектив реализации источников микроволнового и терагерцового (ТГц) излучения с электрическим возбуждением. Блоховские осцилляции (БО) обусловлены ускорением электронов электрическим полем и брэгговским отражением их на границе зоны Бриллюэна. Частота осцилляций ν определяется напряженностью поля F и периодом кристаллической решетки d :

$$\nu = \frac{eFd}{h}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, h – постоянная Планка. Пороговое поле F_t режима БО соответствует условию

$$elF_t = \Delta E, \quad (2)$$

где l – длина свободного пробега, ΔE – ширина разрешенной электронной зоны (зоны проводимости в объемном кристалле или минизоны в структуре со сверхрешеткой). Кvantовое рассмотрение задачи показывает [3], что в сильном поле электроны оказываются локализованными, а спектр энергии электрона представляет собой ванье-штарковскую лестницу эквидистантных уровней с энергией расщепления, соответствующей соотношению (1). Отсюда также следует, что ванье-штарковская локализация (ВШЛ) является частотным (или энергетическим) эквивалентом блоховских осцилляций. В основополагающей работе по искусственным сверхрешеткам (СР) Эсаки и Тсу [4] обратили внимание на то, что в СР в силу сравнительно малой ширины электронной минизоны ΔE и большого периода d явление БО может быть реализовано в легко достижимых электрических по-

лях. Проявление ВШЛ в искусственных сверхрешетках AlGaAs/GaAs было обнаружено в ряде работ по электрическому транспорту [5, 6], а также по спектроскопии фототока и фотoluminesценции [7, 8]. Однако, несмотря на многочисленные попытки (см. обзор [9]), стационарного ТГц-излучения за счет блоховских осцилляций свободных носителей в искусственных СР не наблюдалось вплоть до настоящего времени. В ряде работ [10, 11] наблюдалось только переходное ТГц-излучение при межзонном возбуждении СР AlGaAs/GaAs световыми импульсами длительностью порядка 100 фс в присутствии внешнего электрического поля. В этих экспериментах удалось наблюдать лишь несколько циклов БО неравновесных носителей, которые затухали за время порядка нескольких пикосекунд. Чем это обусловлено? В работе [12] среди возможных причин называются рассеяние на гетериоинтерфейсах и нарушение эквидистантности уровней ванье-штарковской лестницы.

Существуют полупроводниковые кристаллы, в которых имеется сверхпериодичность, но при этом отсутствуют гетериоинтерфейсы. Такими кристаллами являются политипы SiC, в которых имеется естественная сверхрешетка (ЕСР), самоорганизующаяся в процессе роста кристаллов. Естественная СР в SiC представляет собой длинномасштабную периодичность цепочек атомов с кубическим или гексагональным окружением вдоль оси С в виде так называемых зигзагов Рамсделла [13, 14]. Она присутствует во всех политипах карбида кремния, за исключением чисто кубического 3C-SiC и чисто гексагонального 2H-SiC. Периоды ЕСР в таких политипах, как 4H-, 6H-, 8H-SiC, равны 5, 7.5 и 10 Å соответственно [13, 14]. Результаты исследований фоновых спектров, а также спектров видимого и ИК-

поглощения в структурах SiC с ЕСР [15, 16] показывают, что представление о сверхрешетке и о минизонном характере спектра электронов для такой системы является вполне адекватным. На специально созданных триодных SiC-структурных с ЕСР наблюдался ярко выраженный эффект отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), свидетельствующий о проявлении ВШЛ [17, 18] в сильных электрических полях. При этом величина ОДП в SiC ЕСР превосходила почти на два порядка величины, наблюдаемые в искусственных сверхрешетках AlGaAs/GaAs [5, 6]. Пороговое поле ВШЛ в SiC-политипах 8Н, 6Н и 4Н при комнатной температуре составляет $F_t \sim 110 \pm 25 \text{ кВ/см}$, $150 \pm 35 \text{ кВ/см}$ и $290 \pm 60 \text{ кВ/см}$ соответственно [18]. Соотношение вышеуказанных пороговых полей для разных политипов находится в хорошем согласии с (2). Структуры для исследования ОДП представляли собой биполярные $n^+ - \pi - n^+$ транзисторы. Это позволяло выполнить условия, необходимые для корректного измерения ОДП в материале: электрический ток в базе (π -слой) был чисто электронным; электрическое поле в базе, направленное вдоль оси сверхрешетки, было однородным; ток в базе контролировался независимо от электрического поля; малая концентрация электронов в базе ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и короткая база ($\sim 3 \text{ мкм}$) препятствовали образованию доменов сильного поля (более детально см. [17, 18]). На рис. 1 приведена характерная

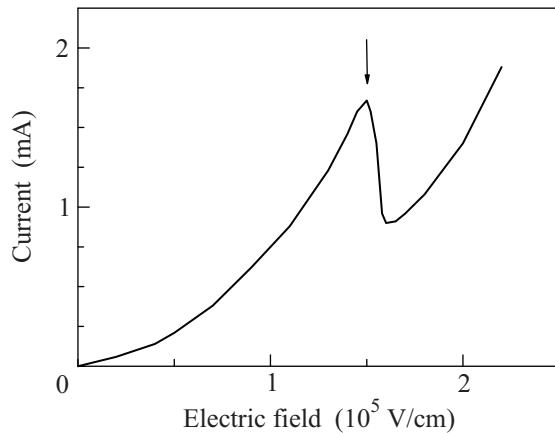


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика базовой области $n^+ - \pi - n^+$ триодной 6H-SiC структуры с естественной сверхрешеткой при $T = 300 \text{ К}$. Стрелка соответствует пороговой напряженности поля для появления отрицательной дифференциальной проводимости

зависимость ток–напряженность поля для структуры $n^+ - \pi - n^+$ 6H-SiC, демонстрирующая эффект отрицательной дифференциальной проводимости. Таким образом, ЕСР в кристаллах SiC представляет большой интерес для детального изучения явления ВШЛ.

В настоящей работе сообщается о первом экспериментальном обнаружении интенсивной ТГц-электролюминесценции в 6H-SiC-структурных с естественной сверхрешеткой, которая обусловлена блоховскими осциляциями электронов в ЕСР.

Эксперименты были выполнены на диодных структурах $n^+ - n^- - n^+$ 6H-SiC. Базовый n^- -слой был выращен методом сублимации [19] на 6H-SiC (0001) Lely подложке. Он имел концентрацию $10^{15} \text{ см}^{-3} < N_d - N_a < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и толщину 2–4 мкм. Концентрация $N_d - N_a$ в подложке (n^+ -область) составляла порядка $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а ее толщина равнялась 200 мкм. Верхний n^+ контактный слой с концентрацией $N_d - N_a \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ создавался на n^- -слое путем имплантации ионов азота с последующим отжигом. Затем на полученных таким образом слоях проводились процедуры фотолитографии и сухого травления с целью создания мезаструктур с площадью порядка $S = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$. В качестве контактов к n^+ -областям использовался отожженный при 900°C никель толщиной 0.2 мкм. Область общего контакта располагалась на верхней поверхности подложки. Изолирующий слой на подложке и на периферии мезаструктур был образован за счет облучения протонами. Образцы для экспериментов по ТГц-электролюминесценции были отобраны из набора приготовленных мезаструктур на основании анализа их I – V -характеристик при 300 К. Критерием для такого отбора являлось наблюдение подвижных доменов сильного поля, что свидетельствовало о проявлении ВШЛ в конкретных мезаструктурах [20]. Отобранные диодные структуры использовались далее для исследования ТГц-излучения при гелиевых температурах. Низкие температуры предпочтительны для таких экспериментов, поскольку при них увеличивается время релаксации импульса электронов и, следовательно, уменьшается пороговое поле (см. (1)). Низкая концентрация электронов при гелиевых температурах и малая толщина n^- -слоя препятствовали образованию доменов сильного поля. Даже в условиях инжекции электронов в активную область структуры (см. ниже) для имеющихся структур условие формирования доменов не могло быть выполнено, поскольку для них $nL < 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, тогда как критерий формирования домена для SiC имеет вид $nL \geq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, где L – длина активной области (длина базы структуры), n – концентрация носителей.

Исследуемые образцы укреплялись на хладопроводе гелиевого оптического криостата, оптимизированного для ТГц-области спектра. На образцы подавалось напряжение смещения в виде пачек прямоугольных импульсов с частотой следования 75 Гц

и длительностью отдельной пачки 6.7 мс. Длительность импульсов в пачке составляла 1 мкс, а интервал между импульсами был равен 950 мкс. Такое смещение было использовано для минимизации влияния разогрева решетки на результаты измерений. Терагерцовое излучение регистрировалось через подложку в направлении по нормали к ее поверхности в пределах пространственного угла $\sim 30^\circ$. Спектральные измерения проводились со спектральным разрешением 0.6 мэВ с использованием специализированного step-scan Фурье-спектрометра для ТГц-измерений [21, 22]. Для предотвращения влияния на результаты измерений поглощения на парах воды внутренний объем спектрометра откачивался до уровня порядка $6 \cdot 10^{-2}$ Торр. Терагерцовый сигнал измерялся с помощью охлаждаемого жидким гелием кремниевого болометра методом синхронного детектирования на частоте следования пачек импульсов.

Интенсивная ТГц-электролюминесценция наблюдалась, когда амплитуда напряжения смещения на мезаструктуре превышала ~ 190 В. Наличие такого порога мы связываем с пробоем примесных центров в верхнем n^+ -слое структуры, который обеспечивает последующую инжецию свободных носителей (электронов) в естественную сверхрешетку SiC. После достижения примесного пробоя напряжение в структуре перераспределяется. Его часть оказывается приложенной к базовой области структуры (n^- -слою). При этом появляется ТГц-излучение, интенсивность которого возрастает с ростом тока через структуру. Последний в свою очередь сверхлинейно возрастает с ростом напряжения. Оценки интегральной по спектру импульсной мощности ТГц-излучения дают ~ 10 мкВт при 46.2 Вт (0.21 А, 220 В) подводимой импульсной электрической мощности, а соответствующий внешний квантовый выход ТГц-излучения составляет ~ 0.01 фотон/электрон.

На рис. 2 приведены спектры ТГц-электролюминесценции 6Н-SiC-структуры с естественной сверхрешеткой при нескольких значениях амплитуды напряжения смещения на структуре при $T \sim 7$ К. Видно, что спектр излучения содержит практически одиночную линию, максимум которой заметно смещается в высокочастотную область с ростом напряжения смещения. Смещение энергии максимума составляет порядка 1.5 мэВ при изменении напряжения смещения от 200 до 255 В (см. вставку на рис. 2). Это смещение максимума линии излучения хорошо аппроксимируется линейным законом со скоростью возрастания порядка 32 мкэВ/В (вставка в рис. 2). Важно также добавить, что ширина линии ТГц-излучения остается практически постоянной, равной ~ 2.9 мэВ (0.7 ТГц), при изменении напряжения смещения от

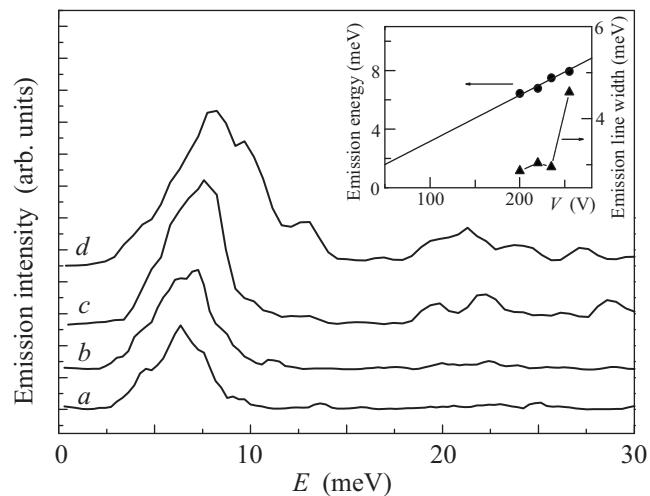


Рис. 2. Спектры ТГц-электролюминесценции диодных структур $n^+ - n^- - n^+$ 6Н-SiC с ЕСР при разных напряжениях смещения на структуре при $T \sim 7$ К. Спектры нормированы на максимум, корректированы с учетом спектральной чувствительности измерительной системы и смещены по вертикали для ясности. На вставке показаны зависимости положения максимума линии излучения и ее ширины от напряжения смещения. Точки – экспериментальные данные. Сплошная кривая – результат аппроксимации данных линейной функцией со скоростью нарастания 32 мкэВ/В. Пунктир – “путеводитель” для глаз. $a - 200$ В, $b - 220$ В, $c - 235$ В, $d - 255$ В

200 до 240 В. Возрастание ширины линии излучения наблюдается только при напряжениях выше 250 В (см. вставку к рис. 2), что, скорее всего, обусловлено проявлением разогрева кристаллической решетки при большой подводимой электрической мощности.

Наблюдаемые свойства ТГц-электролюминесценции позволяют связать ее с возбуждением стационарных блоховских осцилляций электронов в естественной сверхрешетке SiC. Используя уравнение (1) и факт линейной зависимости энергии максимума ТГц-излучения от напряжения смещения, можно оценить напряженность электрического поля F , обуславливающего БО-режим в исследуемых структурах. Такие оценки дают величину F порядка $8.4 \cdot 10^4$ В/см, которая несколько меньше, чем пороговое поле F_t режима ВШЛ, определенное из транспортных измерений при 300 К в 6Н-SiC естественной сверхрешетке (см. выше). Тем не менее согласие в величинах напряженности полей представляется вполне удовлетворительным, если принять во внимание возрастание времени релаксации импульса электронов и соответствующее уменьшение порогового поля режима БО при переходе от комнатной температуры к 7 К. Величина напряженности поля F свидетельствует о том, что только малая доля напряжения, прило-

женного к структуре (порядка 15%), падает на базовой области, а основная его часть падает на подложке и приконтактных областях. Тем не менее падение напряжения на базовой области пропорционально полному напряжению смещения. Это и обуславливает наблюдаемую линейную зависимость положения максимума ТГц-электролюминесценции от напряжения на мезаструктуре. Необходимо добавить, что в контрольных экспериментах на специально созданных мезаструктурах, позволяющих наблюдать ТГц-излучение с торца структуры, была обнаружена линейная поляризация ТГц-электролюминесценции. Степень линейной поляризации составляет не менее 50% вдоль оси естественной сверхрешетки (С-оси). Этот факт также свидетельствует в пользу нашей интерпретации ТГц-электролюминесценции в структурах 6H-SiC с ЕСР.

Таким образом, в структурах на основе 6H-SiC с естественной сверхрешеткой впервые получена спонтанная ТГц-электролюминесценция, вызванная возбуждением стационарных блоховских осцилляций электронов. В предыдущих работах, выполненных на искусственных сверхрешетках [9, 10, 23, 24], наблюдалось только несколько циклов БО при возбуждении структур ультракороткими импульсами света. При этом БО затухали через несколько пикосекунд. Свойства ЕСР в SiC позволяют реализовать режим стационарных БО при чисто электрическом возбуждении. По нашему мнению, ключевым фактором, способствующим достижению стационарных БО в естественной сверхрешетке, является отсутствие в такой системе гетерионтерфейсов. В сочетании с данными по эволюции фундаментальных стадий ВШЛ в естественной сверхрешетке SiC, ранее полученными из транспортных измерений [12, 13, 25, 26] и включающими такие эффекты, как фононные резонансы между уровнями ванье-штарковской лестницы, полная локализация нижней минизоны, резонансное туннелирование между первой и второй минизонами, представленные здесь экспериментальные результаты являются веским доказательством существования ярко выраженного эффекта ванье-штарковской локализации электронов в твердом теле. Обнаруженная интенсивная ТГц-электролюминесценция в SiC-структуратах с ЕСР может найти применения при создании электрически перестраиваемых ТГц-эмиттеров.

Авторы выражают благодарность М.С. Кагану, А.А. Андрианову, Н.С. Аверкиеву и Ю.Л. Иванову за полезное обсуждение результатов, а также А.А. Мальцеву, П.П. Шкребию, А.А. Лепневой и А.Г. Остроумову за помощь в приготовлении SiC-структур для ТГц-измерений. Работа была выполнена при поддержке

РФФИ (проект # 02-11-00230-а), а также при частичной поддержке целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы 2009–2011 гг.” (проект # 2.1.1/10269), программ Президиума РАН # 27 и “Квантовая физика конденсированных сред” (проект # 10.19).

1. F. Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928).
2. C. Zener, Proc. R. Soc. London Ser. A **145**, 523 (1934).
3. G. N. Wannier, Phys. Rev. **11**, 432 (1960).
4. L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
5. A. Sibille, J. F. Palmier, H. Wang, and F. Mollot, Phys. Rev. Lett. **64**, 52 (1990).
6. J. Grenzer, A. A. Ignatov, E. Schomburg et al., Ann. Physik, **4**, 1, (1995).
7. J. Bleuse, G. Bastard, and P. Voisin, Phys. Rev. Lett. **60**, 220 (1988).
8. E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
9. J. Bleuse, G. Bastard, and P. Voisin, Phys. Rev. Lett. **60**, 220 (1988).
10. C. Washke, H. G. Roskos, R. Schwedler et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993).
11. Y. Shimada, K. Hirokawa, M. Odnobladov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046806-1 (2003).
12. K. Leo, Semicond. Sci. Technol. **13**, 249, (1998).
13. A. R. Verma and P. Krishna, *Polymorphism and polytypism in crystals* (J. Weley& Sons Inc. N.Y. London, Sydney, 1966).
14. L. S. Ramsdell, Am. Mineral. **32**, 64 (1947).
15. G. B. Dubrovskii, A. A. Lepneva, and E. I. Radovanova, Phys. Stat. Sol. (b) **57**, 423 (1973).
16. А. П. Дмитриев, А. О. Константинов, Д. П. Литвин, В. И. Санкин, ФТП **17**, 1093 (1983).
17. В. И. Санкин, А. В. Наумов, Письма в ЖТФ **16**, 91 (1990); V. I. Sankin and A. V. Naumov, Superlattices and Microstruct **10**, 353 (1991).
18. V. I. Sankin and I. A. Stolichnov, Superlattices and Microstruct. **23**, 999 (1998).
19. А. Ю. Максимов, А. А. Мальцев, Н. К. Юшин и др., Письма в ЖТФ **21**, 107 (1995).
20. В. И. Санкин, П. П. Шкребий, Н. С. Санина и др., Письма в ЖТЭФ **77**, 38 (2003).
21. Н. Н. Зиновьев, А. В. Андрианов, В. Ю. Некрасов и др., ФТП **36**, 234 (2002).
22. А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, И. Н. Яссиевич и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 448 (2004).
23. K. Leo, P. Haring Boilvar, E. Bruggeman et al., Solid State Commun. **84**, 943 (1992).
24. V. G. Lyssenko, G. Valusis, F. Loser et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 301 (1997).
25. В. И. Санкин, И. А. Столичнов, Письма в ЖТЭФ **64**, 105 (1996).
26. В. И. Санкин, А. А. Лепнева, ФТП **34**, 831, (2000).