

НЕКЛАССИЧЕСКИЙ ТЕРМОИНЖЕКЦИОННЫЙ ТОК В КАРБИД-КРЕМНИЕВЫХ p - n -СТРУКТУРАХ

Аникин М. М., Евстропов В. В., Попов И. В., Растегаев В. Н.,
Стрельчук А. М., Сыркин А. Л.

Показано, что в эпитаксиальных p - n -структурах на основе карбида кремния политипа $6H$ с p -областью, выращенной методом сублимации, существует в диапазоне температур $300 \div 800$ К на протяжении 3 порядков по току термоинжекционная компонента тока $j = j_0 \exp(qV/\beta kT)$, характеризующаяся неклассическим значением температурно независимого коэффициента $\beta = 3/2$. Экспериментальные данные, полученные из анализа вольтамперных характеристик, соответствуют термоинжекционной теории саа-нойса-шюклевской рекомбинации в слое объемного заряда p - n -перехода, расширенной на случай рекомбинации через двухэлектронный центр. Согласно оценкам по этой модели, глубины мелкого уровня двухэлектронного центра для различных образцов находятся в диапазоне $\Delta E = 0.15 \div 0.25$ эВ, что согласуется с литературными данными глубин мелких уровней в карбиде кремния.

1. Известно, что в p - n -переходах наряду с классическим термоинжекционным током $j = j_0 \exp(qV/\beta kT)$, характеризующимся целочисленным фиксированным значением $\beta = 1$ или $\beta = 2$, не зависящим от температуры, наблюдается неклассический термоинжекционный ток, характеризующийся дробным значением β , также не зависящим от температуры.

Так, в полупроводниках $A^{III}B^V$ наблюдались в эпитаксиальных гомо- p - n -переходах следующие температурно независимые значения β : $5/4$ — для GaAs [1], $4/3$ — для GaP [2], $3/2$ — для InAsSb [3] и GaAs [4]; кроме того, в p - n -гетеропереходе GaAs/GaAlAs обнаружено $\beta = 5/4$ [5].

В карбид-кремниевых p - n -структурах также ранее наблюдались дробные значения $\beta = 1.2 \div 1.8$ [6, 7], однако доказательств существования единой неклассической термоинжекционной компоненты тока не приводилось.

2. В настоящей работе сообщается о термической компоненте тока, имеющей $\beta = 3/2$ и изученной в p - n -структурах на основе карбида кремния с p -областью, выращенной методом сублимации. Исследовались структуры двух типов: в структурах первого типа n -область была выращена тем же методом сублимации на подложке n^+ -типа (назовем их структурами СС) [8], а в структурах второго типа n -областью служила сама подложка (структуры ПС). В качестве подложки использовались монокристаллы политипа $6H$, полученные методом Лэли с концентрацией некомпенсированных доноров $N_D - N_A = (1 \div 5) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, либо методом ЛЭТИ [9] с $N_D - N_A \sim 10^{18}$ см $^{-3}$. В эпитаксиальном n -слое концентрация некомпенсированных доноров была $(0.5 \div 1.0) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, а некомпенсированных акцепторов в p -слое $N_A - N_D = (0.5 \div 1.0) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Вольтфарадные характеристики полученных структур в координатах $1/C^2 - V$ были линейными, что характерно для резких p - n -переходов. Реактивным ионно-плазменным травлением создавались меза-структуры $\varnothing = 300$ мкм. Вольтамперные характеристики (ВАХ) изучались в диапазоне токов $10^{-6} \div 10^0$ А/см 2 и температур $300 \div 800$ К.

В дополнение к проведенным исследованиям измерялись при комнатной температуре ВАХ таких структур, у которых p -область была сформирована имплантацией ионов Al в эпитаксиальный n -слой, выращенный на монокристаллических подложках Лэли политипа $6H$ -SiC либо $4H$ -SiC.

3. В общем случае при комнатной температуре ВАХ всех структур (как с эпитаксиальным, так и с имплантационным p -слоем) содержат экспоненциальный участок $j = j_0 \exp(qV/\epsilon)$ (рис. 1), для которого $\epsilon = 38.0 \pm 0.3$ эВ, т. е. $\beta = \epsilon/kT = 1.50 \pm 0.01$

Для структур с эпитаксиальным p -слоем экспоненциальная зависимость тока от напряжения наблюдалась в диапазоне 300–800 К (рис. 2, 3). Характеристическая энергия ϵ в диапазоне температур 300–600 К пропорциональна абсолютной температуре, $\epsilon = \beta kT$, где $\beta = 1.50 \pm 0.05$ (рис. 3, а), а предэкспоненциальный множитель j_0 (рис. 3, б) термоактивационно зависит от температуры, $j_0 = j_0^* \exp(-E_A/kT)$, где $E_A = 1.9 \div 2.1$ эВ, т. е. энергия активации приблизительно в 1.5 раза меньше ширины запрещенной зоны, $E_A \approx E_g/\beta$.

Итак, для p - n -структур с эпитаксиальным p -слоем анализ ВАХ дал следующую совокупность экспериментальных данных:

- экспоненциальную зависимость тока от напряжения (рис. 1, 2) и от обратной температуры (рис. 3, б);
- дробное численное значение $\beta = 3/2$ (рис. 3, а);
- термоактивационную зависимость предэкспоненциального множителя (рис. 3, б);

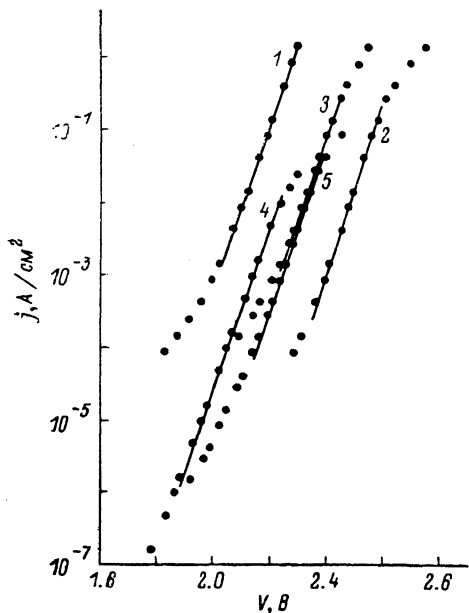


Рис. 1. Характеристики прямой ток—напряжения при комнатной температуре для различных p - n -структур (1, 2 — с имплантационным p -слоем; 3–5 — с эпитаксиальным p -слоем) на разных подложках.

Подложки Лэли [ориентация (0001)]: 1 — 6H-SiC, 2 — 4H-SiC, 3 — 3C, 4 — 6H-SiC, 5 — 6H-SiC; подложки ЛЭТИ: 6 — 3C, 6H-SiC, ориентация (1120).

— значение энергии активации предэкспоненциального множителя, приблизительно в β раз ($\beta = 1.5$) меньшей ширины запрещенной зоны, $E_A \approx E_g/\beta$.

Вся эта совокупность выражена эмпирической формулой

$$j = j_0^* \exp \frac{qV - E_g(0)}{\beta kT}, \quad (1)$$

где $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны, экстраполированная к нулевой температуре.

4. Существует несколько моделей, способных объяснить такую зависимость тока от напряжения и температуры, для различных типов p - n -структур (p - n , p - i - n , p - v - n). Поскольку объектом исследования были резкие p - n -переходы, привлечена модель, являющаяся расширением саа-нойс-шоклиевской модели рекомбинации в слое объемного заряда p - n -перехода [10] на случай рекомбинации через двухэлектронный центр, у которого один уровень мелкий (находится в тепловом равновесии с зоной), а второй — глубокий (тепловые забросы отсутствуют). По этой модели $j_0^* \sim T^3 \exp[(2-\beta)\Delta E/\beta kT]$, где ΔE — глубина мелкого уровня.

5. Глубину мелкого уровня ΔE из ВАХ наиболее точно можно определить по температурной зависимости точки излома на ВАХ между двумя экспоненциальными термоинжекционными участками — верхним, имеющим $\beta = 3/2$, и нижним с $\beta = 2$ (рис. 2).

На нижнем участке экспоненциальная зависимость тока от напряжения и обратной температуры выражена эмпирической формулой

$$j = j_0' \exp \frac{qV - E_g(0)}{2kT}, \quad (2)$$

удовлетворяющей обычной саа-нойса-шоклиевской модели [11], в которой $j_0' \sim T^3$.

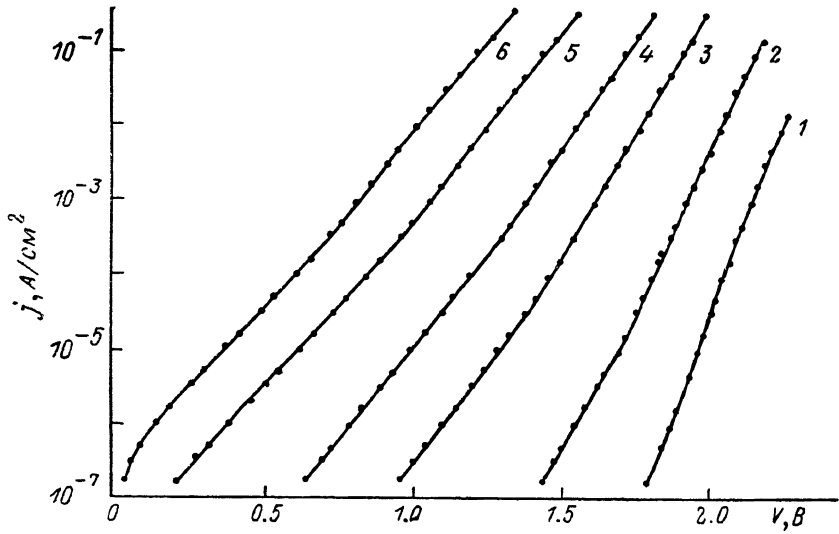


Рис. 2. Характеристика прямой ток—напряжение для образца 4 при различных температурах.

$T, K: 1 - 290, 2 - 370, 3 - 470, 4 - 540, 5 - 640, 6 - 720.$

Из (1) и (2) следует, что ток излома должен расти термоактивационно с повышением температуры:

$$j_x \sim \exp(-E_a/kT),$$

причем энергия активации просто равна глубине мелкого уровня $E_a = \Delta E$.

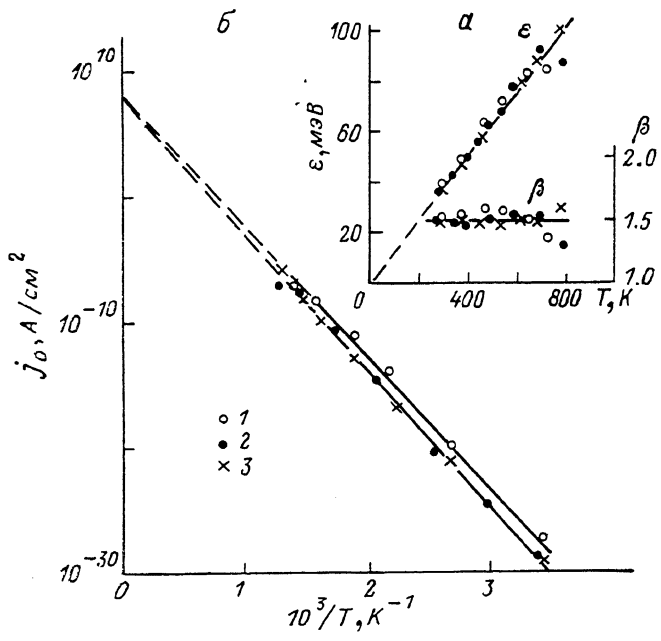


Рис. 3. Температурная зависимость параметров ВАХ характеристической энергии ϵ и коэффициента β (а), предэкспоненциального множителя j_0 (б) для разных образцов.

Образцы: 1 — 4, 2 — 5, 3 — 3.

Экспериментально точкой излома считалась точка пересечения экстраполированных верхнего и нижнего участков (рис. 2). Если определенный таким способом ток излома растет с температурой экспоненциально (рис. 4), то энер-

гии активации и, следовательно, ΔE равны 0.25 и 0.15 эВ для образцов 4 и 5 соответственно.

6. Можно применить еще и второй, менее точный способ определения глубины мелкого уровня ΔE — по термоактивационной зависимости предэкспоненциального множителя j_0 .

Согласно обобщенной сая-нойса-шоклиевской модели [10], эта энергия активации задается не только шириной запрещенной зоны, но и глубиной мелкого уровня ΔE :

$$j_0 \sim T^3 \exp(-E_A/kT),$$

где $E_A = [E_g(0) - (2 - \beta)\Delta E]/\beta$.

Из рис. 3, 6 следует, что два образца (3 и 5) имеют $E_A = 2.03 \pm 0.03$ эВ и один (4) $E_A = 1.90 \pm 0.03$ эВ. Считая в соответствии с данными [12, 13], что для

политипа 6H-SiC $E_g(0) = 3.18$, получим $\Delta E = 0.65 \pm 0.05$ эВ для образца 4 и $\Delta E = 0.25 \pm 0.05$ эВ для образцов 3 и 5. Эти значения ΔE приблизительно в 2 раза превышают значения, определенные в п. 5 по току излома, которые считаем более достоверными, так как они получены непосредственно из измерений без последующего расчета.

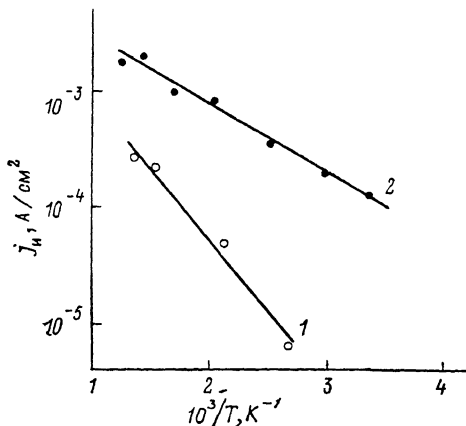


Рис. 4. Температурная зависимость тока излома между нижним и верхним участками ВАХ для разных образцов.

Образцы: 1 — 4, 2 — 5.

7. Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных по ВАХ показывает, что обнаруженная термоинжекционная компонента тока с неклассическим дробным значением $\beta = 3/2$ соответствует модели рекомбинации в слое объемного заряда $p-n$ -перехода через двухэлектронный и, следовательно, двухуровневый центр.

Глубина мелкого уровня этого двухэлектронного рекомбинационного центра, согласно оценкам по температурной зависимости тока излома, в зависимости от образца изменяется в пределах $0.15 \div 0.25$ эВ.

Следует отметить, что, по литературным данным, в эпитаксиальных структурах, полученных методом сублимации, существует в верхней половине запрещенной зоны n -слоя уровень 0.3 эВ [14]. Согласно [15], существует мелкий уровень 0.15 эВ.

Итак, экспериментально доказано существование в резких $p-n$ -переходах неклассической термоинжекционной компоненты тока с $\beta = 3/2$, соответствующей теории сая-нойса-шоклиевской рекомбинации в слое объемного заряда $p-n$ -перехода, расширенной на случай рекомбинации через двухэлектронный (следовательно, двухуровневый) центр.

В заключение авторы благодарят В. Н. Левина за предоставление образцов, Б. В. Царенкова и В. Е. Челнокова за внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Елисеев П. Г., Манько М. А. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 1. С. 3—10.
- [2] Евстропов В. В., Калинин Б. Н., Царенков Б. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 599—606.
- [3] Евстропов В. В., Стусь Н. М., Смирнова Н. И., Филаретова Г. М., Федоров Л. М., Сидоров В. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 762—765.
- [4] Дубровская Н. С., Кривошеева Р. И., Мескин С. С., Недельский Н. Ф., Равич В. Н., Соболев В. И., Царенков Б. В., Чичерин Л. П. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 12. С. 1815—1820.
- [5] Евстропов В. В., Петрович И. Л., Царенков Б. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 11. С. 2152—2158.

- [6] Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 21. С. 1335—1339.
- [7] Калинина Е. В., Суворов А. В., Холуянов Г. Ф. // Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников. Л., 1979. С. 333—339.
- [8] Анякин М. М., Лебедев А. А., Попов И. В., Севастьянов В. Е., Сыркин А. Л., Суворов А. В., Челноков В. Е., Шпынев Г. П. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 17. С. 1053—1057.
- [9] Tairov Yu. M., Tsvetkov V. F. // J. Cryst. Growth. 1978. V. 43. P. 209.
- [10] Евстропов В. В., Киселев К. В., Петрович И. Л., Царенков Б. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1852—1857.
- [11] Sah C. T., Noys R. N., Shockley W. // Proc. IRE. 1957. V. 45. N 9. P. 1228—1243.
- [12] Choyke W., Patrik L. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1868—1877.
- [13] Санкин В. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 6. С. 1820—1822.
- [14] Мохов Е. Н., Водаков Ю. А., Ломакина Г. А. // Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников. Л., 1979. С. 136—149.
- [15] Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Мохов Е. Н., Одинг В. Г., Семенов В. В., Соколов В. И. // Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников. Л., 1979. С. 164—184.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 29.09.1988
Принята к печати 15.12.1988