

кремний — Si'_{Sb} , Si_{Ga} , Si'_{In} , Si_B , Si'_{As} , Si'_{Al} , Si'_P , Si'_N . Если происходит легирование германия или кремния элементами III и V групп, то меняются местами примесный и замещаемый элементы и изменяется тип дефекта с донора на акцептор, или наоборот, в приведенных рядах. В случае одинаковой разницы электроотрицательностей двух пар элементов необходимо дополнительно учитывать близость в радиусах атомов. Тетраэдрические радиусы элементов, Å [2]: In — 1.44, Sn — 1.40, Sb — 1.36, Ga — 1.26, Al — 1.26, Ge — 1.22, As — 1.18, Si — 1.17, P — 1.10, B — 0.88, N — 0.70. Следовательно, наиболее вероятны дефекты в $A^{III}B^V$ с примесью германия (в порядке убывания): Ge_{Ga} , Ge_{Al} , Ge'_{As} , Ge'_P , Ge'_{Sb} , Ge'_{In} , Ge_B , Ge'_N , с примесью кремния: Si'_{As} , Si'_P , Si'_{Al} , Si_{Ga} , Si'_{Sb} , Si'_{In} , Si_B , Si'_N .

Рассмотрим в качестве примера эвтектики InSb—Ge и InAs—Ge. Матрица указана на первом месте в соответствии с соотношением температур плавления. Рассмотрим электрически заряженные дефекты в матрице, определяющей тип проводимости всего слитка. Знак дефекта в квадратных скобках обозначает его концентрацию. В соответствии с электроотрицательностью в фазе InSb с примесью германия равновероятны дефекты $[Ge'_{Sb}]$ и $[Ge'_{In}]$, а стерический фактор указывает на преимущество акцепторов над донорами, т. е. $[Ge'_{Sb}] > [Ge'_{In}]$. Следовательно, по прогнозу эвтектика InSb—Ge должна иметь p -тип проводимости, что и подтверждается экспериментальными данными; аналогично для примеси германия в соединении матрицу InAs запишем через электроотрицательность $[Ge'_{In}] > [Ge'_{As}]$, и соответственно будет n -тип проводимости. Действительно, матрица InAs и обе фазы эвтектики InAs—Ge имеют n -тип проводимости.

Для неизученного эвтектического сплава Si—GaP можно предсказать в соответствии с электроотрицательностью соотношение $[Ga'_{Si}] > [P'_{Si}]$. Значит, матрица Si и эвтектический сплав Si—GaP будут иметь p -тип проводимости.

Вывод. Тип проводимости эвтектических сплавов $A^{III}B^V$ —Ge (Si) определяется преимущественным типом дефектов фазы-матрицы. Если температуры плавления компонентов эвтектического сплава значительно отличаются друг от друга, то матрицей сплава является компонент с более низкой температурой плавления.

Л и т е р а т у р а

- [1] Хилсум К., Роуз-Инс А. Полупроводники типа $A^{III}B^V$. М., 1963. 400 с.
 [2] Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1969. 328 с.

Красноярский институт
 цветных металлов им. М. И. Калинина

Получено 10.08.1987
 Принято к печати 25.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ваксер А. И.

1. Неравновесное статическое состояние разогретых носителей заряда (электронов) во многих однородных однокомпонентных физических системах описывается одномерным уравнением диффузии [1-4]

$$dQ(T, \lambda)/dz = W(T, \lambda), \quad (1)$$

где $Q(T, \lambda)$ — плотность потока тепла, $W(T, \lambda)$ — мощность его выделения, $T(z)$ — температура электронов, λ — внешний параметр (ток, амплитуды внешних полей и др. [1-4]), z — координата. Свойства установившегося состояния в таких системах существенно зависят от соотношения между величинами $W(T, \lambda)$, $Q(T, \lambda)$ и коэффициентом нелинейной поверхностной теплопередачи

$\eta(T) : Q|_{z=0,a} = \mp \eta(T) (T - T_0)|_{z=0,a}$, где a — длина образца ($0 < z < a$), T_0 — температура внешнего термостата [1-4].

Существует ряд физических процессов, приводящих к зависимости η от T . Так, например, охлаждающая твердые тела криогенная жидкость представляет собой нелинейную среду, так как ее тепловые характеристики изменяются с ростом тепла Q , поступающего от образца [5]. В слоисто-неоднородных полупроводниках роль нелинейного охладителя может играть один из слабо проводящих слоев, связывающий основной объем вещества с внешним термостатом [6]. В однородных полупроводниках степень охлаждения электронного газа у границы определяется знаком и величиной поверхностного потенциала [7, 8], которые зависят от способа обработки поверхности [8]. При этом конкретный вид микроскопических процессов на поверхности может обусловить зависимость параметров поверхностного потенциала от T , приводя в конечном счете к $d\eta/dT \neq 0$ [7-9]. Список иллюстраций нелинейных граничных условий к уравнению типа (1) можно продолжить, приводя примеры из биологии и химии [3, 4, 10].

Вернемся к исходному уравнению (1) применительно к горячим [$T(z) > T_0$] электронам в полупроводниках. При любых типах граничных условий тепловые потоки горячих носителей всегда направлены наружу: $Q|_{z=0} < 0$, $Q|_{z=a} > 0$. Обычно мощность W , а вместе с ней [согласно (1)] и суммарный поток $Q|_{z=a} - Q|_{z=0}$ являются монотонными функциями (обычно растущими) параметра λ [1-4]. Если при этом скорость тепловыделения $\sim aW'_r$ превышает скорость теплоотвода $\sim [2\eta(T)(T - T_0)]'_r$, в системе реализуется перегревная неустойчивость горячих электронов, проявляющаяся в S -образной зависимости $T(\lambda)$ [1-4].

Для холодных [$T(z) < T_0$] электронов внешний термостат будет уже выступать в роли поверхностного нагревателя [1, 11, 12]. Тогда, если скорость $[\eta(T)(T - T_0)]'_r$ поступления тепла (допустим, через грань $z=a$) превзойдет скорость Q'_r его вывода через плоскость $z=0$ (с учетом объемного тепловыделения $\sim aW$), то в газе холодных электронов может развиться неустойчивость. Как будет показано далее, последняя проявит себя на зависимости $T(\lambda)$ и вольтамперной характеристике (ВАХ) образованием либо двух $S-N$ -образных участков, либо замкнутой ветви типа «капля».

2. Теперь в рамках простейшей модели холодных (за счет эффекта Пельтье) электронов исследуем процесс зарождения неустойчивости.

Рассмотрим однородный невырожденный электронный полупроводник длиной a ($0 < z < a$) со стандартной зоной. Вдоль оси z под действием приложенного напряжения $V = \varphi(0) - \varphi(a)$, $\varphi(z)$ — электрохимический потенциал, протекает электрический ток плотностью j . В однотемпературном и квазинейтральном приближениях [1] состояние электронов описывается уравнениями непрерывности тока $dj/dz = 0$ и теплового баланса (1), в которых

$$Q(T, \lambda) = \left(aT + \frac{\mu}{e} \right) j - \kappa \frac{dT}{dz}, \quad j = -\sigma \frac{d\varphi}{dz} - ca \frac{dT}{dz}, \quad (2)$$

а джоулева мощность $W(T, \lambda) = -j(d\varphi/dz)$. Здесь, σ и κ , μ и φ , a — соответственно электро- и теплопроводности, химический и электрический потенциалы, дифференциальный коэффициент термоэдс. Как видно из (2), в роли параметра λ в данной задаче будет выступать электрический ток. Систему уравнений дополняем требованием непрерывности φ на каждой из границ $z=0, a$ и асимметричными тепловыми граничными условиями, при которых искомый эффект наиболее ярок [1]:

$$T|_{z=0} = T_0, \quad Q(T, \lambda) - \frac{\mu}{e} j \Big|_{z=a} = \eta(T)(T - T_0)|_{z=a}. \quad (3)$$

Далее для упрощения выкладок введем две характеристики феноменологического коэффициента теплопередачи $\eta(T)$ — амплитудную η и температурную s [1, 5]: $\eta(T) \equiv \eta(T/T_0)^s$.

Для некоторых механизмов релаксации импульса уравнения (1), (2) допускают аналитическое решение, которое мы здесь не приводим из-за его громозд-

кости. Не нарушая общности рассуждений, будем считать, что кинетические коэффициенты не зависят от T .

Тогда решение (1), (2), удовлетворяющее (3), имеет вид

$$T(z) = T_0 + \frac{\lambda z}{\sigma \rho^2} z + \left[T(a) - T_0 - \frac{\lambda z}{\sigma \rho^2} a \right] \frac{\exp(\lambda z) - 1}{\exp(\lambda a) - 1}, \quad (4)$$

где параметр $\lambda \equiv \rho j / \kappa$, ρ — коэффициент Томсона, а значение температуры $T(a)$ находится из уравнения

$$\vartheta_0(\lambda a) - \vartheta = H(\lambda a) \vartheta^{s-1} (\vartheta - 1), \quad (5)$$

где безразмерная температура

$$\vartheta = \frac{T(a)}{T_0}, \quad \vartheta_0(\lambda a) = \frac{\chi + \frac{\lambda a z}{T_0 \sigma \rho^2} (\chi - 1)}{\chi - \frac{\alpha}{\rho} \lambda a},$$

$$H(\lambda a) = \frac{\eta a}{\chi} \left[\chi - \frac{\alpha}{\rho} \lambda a \right]^{-1}, \quad \chi = \lambda a \exp(\lambda a) [\exp(\lambda a) - 1]^{-1},$$

представляющего собой баланс тепловых потоков на границе $z = a$ [см. (3)].

Дальнейшее исследование проведем графически (рис. 1). Для положительных значений безразмерного тока λa и произвольных величин $s > 0$, a , η , как видно из рис. 1 (кривые A , A' и прямая I), уравнение (5) допускает единственное решение $\vartheta^{(3)} > 1$. Соответствующая ВАХ $V(j)$, описываемая, согласно (2), выражением

$$V(\lambda a) = \frac{(\lambda a) z}{\rho \sigma} + a T_0 [\vartheta - 1],$$

будет монотонно растущей функцией λa (рис. 2, кривые $I-4$ для $j > 0$). При противоположном направлении тока ($\lambda a < 0$), кроме решения $\vartheta^{(3)} < 1$ при одновременном выполнении условий

$$s > s_{\text{кр}} \equiv \frac{2}{1 - \sqrt{\vartheta_0(\lambda a)}}, \quad H(\lambda a) > H_{\text{кр}} \equiv \left(1 - \frac{2}{s}\right)^{2-s}, \quad (6)$$

появляются еще два решения $\vartheta^{(1)}$, $\vartheta^{(2)} < \vartheta^{(3)} < 1$. Как несложно увидеть из рис. 1, при

$$H_{c_1} > H(\lambda a) > H_{\text{кр}} \quad (7)$$

на зависимости $\vartheta(\lambda)$, а следовательно, и на ВАХ решения $\vartheta^{(1)-(3)}(\lambda a)$ образуют два $S-N$ -образных участка (рис. 2, кривая 2), а при

$$H_{c_2} > H(\lambda a) > H_{c_1} \quad (8)$$

с ростом $|\lambda a|$ ($\lambda a < 0$) нижние решения $\vartheta^{(1)}$, $\vartheta^{(2)}(\lambda a)$ отщепляются от верхнего $\vartheta^{(3)}(\lambda a)$, образуя «каплю» на ВАХ (рис. 2, кривая 3).

При $H(\lambda a) > H_{c_2}$ низкотемпературные решения вообще не возникают, и ВАХ — монотонная и однозначная функция (рис. 2, кривая 4). Критические значения параметров отсечки $H_{c_{1,2}} = (\vartheta_{\pm}^{\min} - \vartheta_{\pm}) / \vartheta_{\pm}^{s-1} (\vartheta_{\pm} - 1)$, где ϑ_{\pm} — значения ϑ , при которых $(d\vartheta_0/d\vartheta)|_{\vartheta_{\pm}} = 0$.

3. Остановимся на физической природе описанного явления. При $j > 0$ эффекты Пельтье и Джоуля (с учетом томсоновского тепла) независимо друг от друга разогревают электроны: $T(a)$ и $T(z) > T_0$ (4). Поэтому для произвольных токов j ($j > 0$) и любых параметров системы выступающий в роли охладителя термостат с $s > 0$ [см. (3), где $\eta(T) (T - T_0)|_{z=a} > 0$] обеспечивает установление единственного распределения горячих электронов (4) $T^{(3)}(z) > T_0$. При отрицательном направлении тока ($j < 0$) названные эффекты «работают в противофазе». Действительно, в области токов $-(\lambda a)_1 < \lambda a < 0$, где $(\lambda a)_1 \neq 0$ — корень уравнения $\vartheta_0(\lambda a) = 1$ (см. вставку на рис. 1), охлаждение Пельтье превалирует над джоулевым нагревом: $T(z) < T_0$ — холодные электроны. По отношению к ним внешний термостат является нелинейным поверхностным нагревателем [см. (3), где $\eta(T) (T - T_0)|_{z=a} < 0$]. При выполнении критериев (6) интенсивность поступления тепла через грань

$z=a$ превышает интенсивность его переноса к поверхности $z=0$ холодными электронами с профилем $T^{(3)}(z) < T_0$. Поэтому система перестраивается в другие возможные состояния (4): $T^{(1)}(z)$ и $T^{(2)}(z) < T^{(3)}(z)$ — неустойчивость холодных электронов. В области $\lambda a < -(\lambda a)_1$ между названными эффектами существует обратное соотношение (горячие электроны). Учитывая это, несложно понять, что $(Q - \frac{\mu}{e} j) |_{z=a}$ является немонотонной [с одним минимумом при $\lambda a = -(\lambda a)^{\min}$] функцией $\lambda a < 0$. Поэтому с ростом $|j|$ ($j < 0$) и при соблюдении (7) неустойчивость возникает дважды (рис. 2, кривая 2, с двумя S-N-участками). В случае (8) соотношение между параметрами образца и термостата таково, что зарождающиеся распределения $T^{(1),(2)}(z)$ с ростом $|\lambda a|$ ($\lambda a < 0$) переходят друг

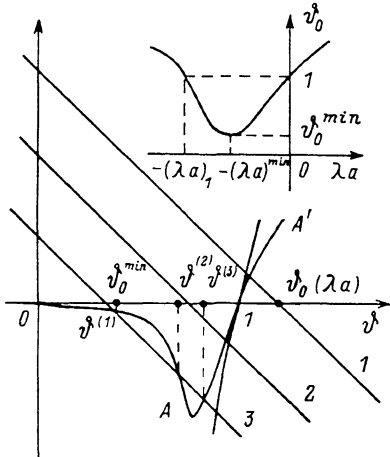


Рис. 1. Графическое решение уравнения (5).

1-3 — левая часть (5); 1 — $\lambda a > 0$, 2 — $-(\lambda a)^{\min} < \lambda a < 0$, 3 — $\lambda a = -(\lambda a)^{\min}$. A, A' — правая часть (5); A — $s > 2$, A' — $0 < s < 1$. На вставке — зависимость $v_0(\lambda a)$.

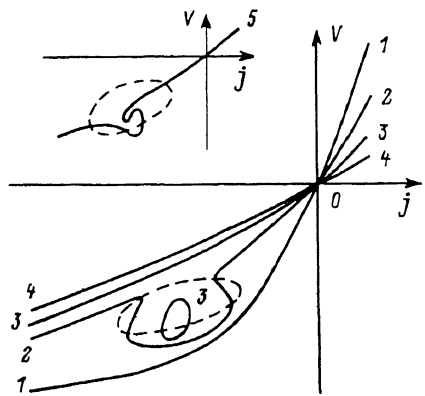


Рис. 2. ВАХ полупроводника $V(j)$ для $s > s_{кр}$.

1 — $H(\lambda a) < H_{кр}$, 2 — $H_{кр} < H(\lambda a) < H_{c_1}$, 3 — $H_{c_1} < H(\lambda a) < H_{c_2}$, 4 — $H(\lambda a) > H_{c_2}$. Штриховая кривая — геометрическое место точек, где $dV/dj = \infty$. 5 на вставке — разрыв капли на ВАХ при выполнении условия (8) не для всех токов λa , удовлетворяющих $s > s_{кр}(\lambda a)$.

в друга, а не в $T^{(3)}(z)$ — режим каплеобразования на ВАХ (рис. 2, кривая 3). И наконец, при $H > H_{c_2}$ и для любых токов профиль $T^{(3)}(z)$ обеспечивает достаточный теплоперенос, и неустойчивость не развивается (рис. 2, кривая 4).

4. Важно отметить, что на опыте кинетические коэффициенты могут зависеть от T , что сильно затрудняет получение аналитических критериев типа (6). Однако возможность контролируемого управления параметрами η и s с помощью специальной обработки поверхности или эффекта поля [8, 9] позволяет ожидать экспериментального обнаружения неустойчивости. Кроме того, опытное исследование неустойчивости холодных электронов может дать информацию о нелинейных тепловых свойствах поверхности. Так, например, для Si с концентрацией $n \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $|\mu|/T_0 \sim 10$ в области характерных токов $|\lambda a| \sim 1$ ($\lambda a > 0$) необходимые условия (6) сводятся к неравенствам $s > 2$ и $\eta a/\kappa > (1-2/s)^{2-s}$. Первое из них является требованием к способу обработки поверхности. Второе неравенство в тонких пленках Si ($a \sim 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}$, $\eta/n \sim 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ [8], $T_0 \leq 77 \text{ К}$) выполняется с большим запасом. Заметим, что в силу зависимости κ от магнитного поля величину $\eta a/\kappa$ [т. е. и H из (6) — (8)] в эксперименте удобно менять бесконтактно, прикладывая продольное (вдоль j) магнитное поле.

Автор признателен Ф. Г. Бассу, З. С. Грибникову, Ю. Г. Гуревичу, Б. С. Кернеру и В. И. Толстихину за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 288 с.
 [2] Слущкин А. А., Кадигровов А. М. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, в. 4, с. 219—223.

- [3] Гуревич А. Вл., Минц Г. Г. — УФН, 1984, т. 142, в. 1, с. 61—98.
 [4] Автоволновые процессы в системах с диффузией / Сб. науч. тр. ИПФ АН СССР. Горький, 1981. 286 с.
 [5] Ваксер А. И., Гуревич Ю. Г. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 10, с. 3000—3005.
 [6] Ваксер А. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 2099—2102.
 [7] Толстихин В. И. — Микроэлектрон., 1986, т. 15, в. 5, с. 425—430.
 [8] Климовская А. И., Кириллова С. И., Снитко О. В. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 702—706.
 [9] Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1977. 256 с.
 [10] Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. — УФН, 1970, т. 128, в. 4, с. 625—666.
 [11] Гуревич Ю. Г., Шевченко С. И. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 2, с. 806—811.
 [12] Грибников З. С., Мельников В. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 6 (12), с. 1909—1913.

Институт радиофизики и электроники
 АН УССР
 Харьков

Получено 6.11.1987
 Принято к печати 25.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ, ОБЛУЧЕННОМ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Аврутин Е. А., Портной М. Е.

Важной задачей современной пикосекундной оптоэлектроники является существенное уменьшение времени жизни носителей заряда в полупроводниковом материале при сохранении его основных оптических характеристик. В работе [1] это достигнуто путем введения в матрицу исходного кристалла локальных областей с высокой скоростью захвата неравновесных носителей заряда (ННЗ), занимающих незначительную долю объема исходного материала. В [1, 2] такие области создавались путем облучения исследуемых образцов тяжелыми ионами. Считается, что при таком облучении вдоль треков торможения ионов образуются нити аморфизированного материала поперечным размером в несколько постоянных решетки со средним расстоянием между нитями, определяемым дозой облучения.

В [2] приведены данные измерения времени жизни ННЗ в GaAs, облученном ионами кислорода, и показано, что при дозах $\varphi > 10^{11}$ ион/см² τ уменьшалось до значений порядка 10^{-12} с без существенного изменения оптических свойств.

В настоящей работе получены простые приближенные выражения для времени жизни в полупроводнике, содержащем нити с высокой скоростью захвата ННЗ. Будем считать нити цилиндрами радиуса a , высотой h , среднее расстояние между ними $l = \sqrt{\varphi^{-1}}$, где φ — доза облучения. В условиях эксперимента [1, 2] выполняются соотношения $a \ll l \ll h$ и $a \ll L$, где L — длина свободного пробега ННЗ в кристаллическом веществе.

Согласно [3], плотность потока частиц на тело размером $a \ll L$ не зависит от формы тела и равна

$$j = n_0 \bar{v} / 4. \quad (1)$$

Здесь n_0 — концентрация частиц вдали от тела, \bar{v} — средняя абсолютная величина скорости частиц, для которых предполагается равное распределение по направлениям скорости. В случае максвелловского распределения частиц массой m с температурой T

$$\bar{v} = 4 (kT/2\pi m)^{1/2}. \quad (2)$$