

Ход зависимости тока увлечения от интенсивности как в области  $I \sim I^{(0)}$ , так и в области большей интенсивности ( $I > I^{(0)}$ ) находится в хорошем согласии с экспериментальными (см. рисунок).

Автор искренне благодарен Е. Л. Ивченко за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Ярошецкий И. Д. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, в. 10, с. 479—481.
- [2] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ивченко Е. Л., Перлин Е. Ю., Терентьев Я. В., Федоров А. В., Ярошецкий И. Д. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 4 (10), с. 1233—1248.
- [3] Бир Г. Л., Пякус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.

Ферганский государственный  
педагогический институт  
им. Улугбека

Получено 26.02.1988  
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

## СЛАБОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН И ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

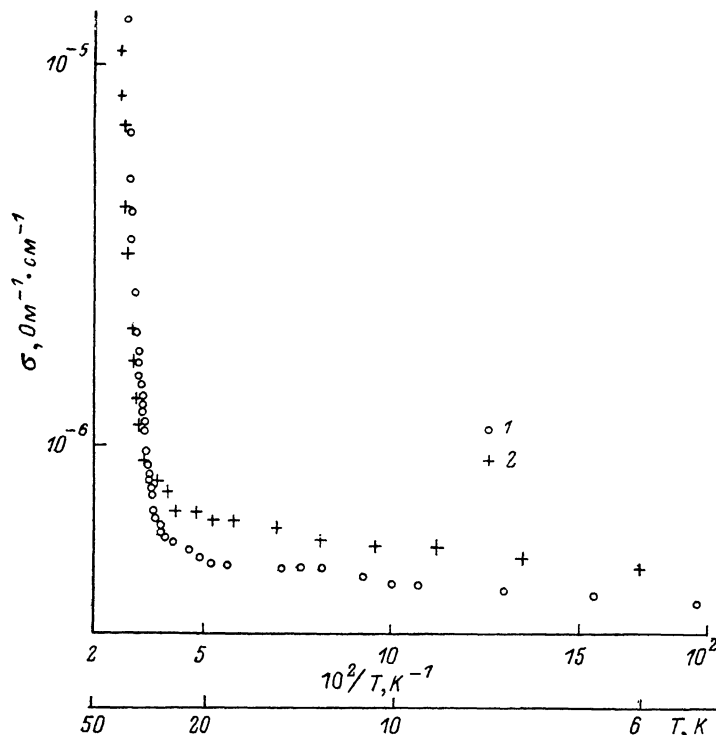
Городецкий М. Л., Ильченко В. С., Сава С. Э.

Электропроводность полупроводников на переменном токе в области низких температур, обусловленная прыжковым механизмом движения электронов по парам локализованных состояний [1], широко исследовалась контактными методами на радиочастотах. В СВЧ диапазоне исследование прыжковой проводимости встречает экспериментальные трудности, связанные с необходимостью измерения слабого затухания СВЧ колебаний в высокоомных образцах. В работах [2, 3] низкотемпературная проводимость в кремнии в 3-сантиметровом диапазоне СВЧ определялась по добротности моды  $TE_{011}$  объемного резонатора из меди, заполнявшегося исследуемым образцом. Из-за ограничения собственной добротности потерями в металлических стенках резонатора этот метод не позволил измерять удельную проводимость образцов, меньшую  $\sigma = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  ( $\text{Si} \langle B \rangle$ ,  $N_A = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Радикальное улучшение чувствительности, в принципе, может быть получено при использовании сверхпроводящих резонаторов [4], однако такой метод пригоден лишь для температур существенно ниже  $T_c$  — критической температуры используемого сверхпроводника. Нужно отметить, что поверхностное сопротивление металлов, в том числе сверхпроводников, растет с частотой, что затрудняет использование метода объемного резонатора в миллиметровом диапазоне.

Значительное улучшение чувствительности измерений малой СВЧ электропроводности полупроводников в сантиметровом и миллиметровом диапазонах в широком интервале температур может быть получено с использованием метода диэлектрического кольцевого резонатора (ДКР), применявшегося ранее для исследования малых фундаментальных потерь в диэлектрических кристаллах [5]. Метод основан на измерении добротности азимутальных мод типа «щепущей галереи»  $TE_{nlz}$ ,  $TN_{nlz}$  в кольцевом или дисковом резонаторе, вырезанном из исследуемого образца [6, 7]. Добротность таких мод определяется, с одной стороны, диэлектрическими потерями (в полупроводнике — реальной частью электропроводности), а с другой — излучательными потерями, обусловленными конечным радиусом изгиба и рассеянием на нерегулярностях:

$$Q^{-1} = \text{tg} \delta + Q_{\text{из}}^{-1}.$$

Здесь  $\text{tg } \delta = (4\pi\sigma/\omega\epsilon) \cdot 9 \cdot 10^{11}$  описывает потери проводимости ( $\sigma$ ,  $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  — удельная проводимость,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\omega$  — частота поля), а  $Q_{\text{изл}}^{-1}$  — суммарные излучательные потери. Если  $n \gg 20$  (радиус резонатора  $R > 4\lambda/\sqrt{\epsilon}$ ,  $\lambda$  — длина волны) и относительные вариации размеров не превышают величины  $\Delta L/L = 1 \cdot 10^{-4}$ , то  $Q_{\text{изл}}^{-1} \leq 1 \cdot 10^{-10}$  [6, 7]. Это позволяет при соблюдении указанных условий оценивать по обратной добротности выбранной моды  $\text{tg } \delta \geq 1 \cdot 10^{-9}$  с погрешностью  $\sim 10\%$ . Учитывая простую связь  $\text{tg } \delta$  и  $\sigma$ , нетрудно вычислить, что чувствительность метода ДКР при измерении удельной проводимости должна составлять, например, в кремнии ( $\epsilon = 11.7$ ) от  $\sigma_{\text{min}} = 7 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  на частоте 10 ГГц до  $\sigma_{\text{min}} = 7 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  на частоте 100 ГГц.



Температурная зависимость СВЧ проводимости кремния ( $N_A \approx N_D \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ).  
Частота, ГГц: 1 — 36.3, 2 — 73.5.

Такая методика использована нами для измерения низкотемпературной СВЧ проводимости в высокоомном нелегированном кремнии ( $N_A \approx N_D \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) в области температур  $5 \div 40$  К. Измерения проводились в миллиметровом диапазоне СВЧ, где сведения о прыжковой проводимости до настоящего времени отсутствовали. Из кремниевого образца был вырезан цилиндрический резонатор диаметром 30 мм и высотой 5 мм, поверхность которого подвергалась оптической полировке. Он использовался для измерения  $\text{tg } \delta$  на двух частотах миллиметрового диапазона — 36.3 ГГц ( $n \approx 35$ ) и 73.5 ГГц ( $n \approx 70$ ). Мажорирующие оценки по методике [7] показали, что уровень излучательных потерь в использованном резонаторе (обусловленный несовершенством геометрии  $\Delta L/L \approx 5 \cdot 10^{-4}$ ) позволял измерять с 10 %-й погрешностью  $\sigma \geq 5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  в 8-миллиметровом и  $\sigma \geq 5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  в 4-миллиметровом диапазонах СВЧ.

Результаты измерений представлены на рисунке. Температурная зависимость проводимости на частотах миллиметрового диапазона имеет классический вид ломаной в осях  $\lg \sigma$  ( $1/T$ ) (см., например, [8]), состоящей из крутого участка вымораживания главной примеси ( $25 < T < 40$  К) и пологой полки ( $T < 25$  К), соответствующей прыжковому механизму переноса. Минимальная измеренная проводимость составила  $\sigma = (4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  ( $\omega = 2\pi \cdot 3.6 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$ ;  $T = 5$  К;  $\text{tg } \delta \approx 1.6 \cdot 10^{-6}$ ).

При измерении  $\sigma(T, \omega)$  (см. рисунок) поле в резонаторе составило величину  $E \sim 3$  В/см (поглощаемая мощность  $W \approx 1 \cdot 10^{-6}$  Вт). Варьирование мощности  $W$  показало, что в пределах полей  $E$  от  $\sim 0.3$  до  $\sim 100$  В/см ( $W = 10^{-8} \div 10^{-3}$  Вт) поглощение остается линейным, т. е. величина  $\sigma(T, \omega)$  не зависит от поля  $E$ . Это означает, что предсказываемые теорией [9] области насыщения резонансного ( $E \approx E_{C1}$ ) и релаксационного ( $E \approx E_{C2}$ ) механизмов прыжковой проводимости остаются соответственно слева ( $E_{C1} < 0.3$  В/см) и справа ( $E_{C2} > 100$  В/см) от исследованного интервала полей, а внутри этого интервала поглощение должно описываться линейным приближением  $\sigma_0$  релаксационного механизма.

Согласно [9, 10], в классическом случае  $\hbar\omega \ll kT$  могут иметь место два варианта релаксационного поглощения в зависимости от соотношения между частотой переменного поля  $\omega$  и характерным временем  $\tau_{\min}(T)$ , описывающим релаксацию чисел заполнения пар состояний, различающихся по энергии на  $kT$ . При  $\omega\tau_{\min} \ll 1$  линейная проводимость сильно компенсированных полупроводников должна описываться формулой [9, 10]

$$\sigma_0 \approx \varepsilon N^{1/2} a \omega r_c^2; \quad r_c = \frac{a}{2} \ln \frac{1}{\omega\tau_{\min}}, \quad (1)$$

где  $r_c$  — плечо пары,  $a$  — радиус локализации состояния. При  $\omega\tau_{\min} \gg 1$  должна выполняться формула [9, 10]

$$\sigma_0 \approx \varepsilon N^{1/2} a \tau_{\min}^{-1}(T) r_T^2; \quad r_T = a \ln \left( \frac{2I_0}{kT} \right), \quad (2)$$

где для водородоподобных локализованных состояний  $I_0 \approx e^2/\varepsilon a$ . Следуя [10], время  $\tau_{\min}$  можно оценить как

$$\tau_{\min} \approx \left[ \nu_{ph} \left( \frac{kT}{2I_0} \right)^2 \right]^{-1} \gg 10^{-8} \text{ с} \quad (3)$$

( $a = 10^{-7}$  см;  $T \leq 25$  К;  $\varepsilon = 12$ ;  $\nu_{ph} = 10^{12}$  Гц), т. е. на частотах миллиметрового диапазона  $\omega \geq 1 \cdot 10^{11}$  рад/с можно ожидать выполнения формулы (2). При этом, согласно (3), проводимость должна слабо изменяться с частотой и квадратично зависеть от температуры. Эксперимент же (рис. 1) показывает слабую температурную зависимость прыжковой проводимости (ср. [2]); соотношение проводимостей на двух частотах  $\sigma(73.5 \text{ ГГц})/\sigma(36.3 \text{ ГГц}) = 1.15 \pm 0.05$  согласуется с «низкочастотным» предсказанием (1)  $\sigma \propto \omega (\ln 1/\omega\tau_{\min})^2$ , если положить  $\tau_{\min} = 6 \cdot 10^{-14}$  с.

Не останавливаясь на возможных причинах существенного расхождения между теоретической и экспериментальной оценками времени  $\tau_{\min}$ , отметим, что частотная область миллиметровых волн близка к границе применимости классического приближения  $\hbar\omega \ll kT$ : на частоте 73 ГГц  $\hbar\omega/k \approx 3$  К. В связи с этим не ясно, существуют ли вообще условия, при которых можно экспериментально наблюдать «высокочастотное» приближение (2), (3), поскольку в квантовой области  $\hbar\omega \gg kT$  зависимость поглощения от температуры отсутствует [9].

Авторы благодарны В. Б. Брагинскому и Т. И. Галкиной за стимулирующие дискуссии и практическую помощь.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Pollak M., Geballe T. H. — Phys. Rev., 1961, v. 122, N 6, p. 1742—1753.
- [2] Tanaka S., Fan N. Y. — Phys. Rev., 1963, v. 132, N 4, p. 1516—1526.
- [3] Tanaka S., Kobayashi M., Hanamura E., Uchinokura K. — Phys. Rev., 1964, v. 134, N 1A, p. A256—A264.
- [4] Hinds J. J., Hartwig W. H. — J. Appl. Phys., 1979, v. 42, N 1, p. 170—179.
- [5] Braginsky V. B., Ilchenko V. S., Bagdassarov Kh. S. — Phys. Lett. A, 1987, v. 120, N 6, p. 300—305.
- [6] Взятыхшев В. Ф., Добромыслов В. С., Масалов В. Л., Нестеренко С. С., Потапов А. А. — В кн.: Тр. МЭИ. М., 1978, в. 360, с. 51—57.
- [7] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. — ДАН СССР, 1980, т. 252, в. 3, с. 584—585.
- [8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

## ОБ «ОЧИСТКЕ» АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ВИСМУТОМ

Якушева Н. А., Журавлев К. С., Шегай О. А.

В работе [1] сообщалось, что использование висмута в качестве растворителя при жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) нелегированного арсенида галлия позволяет существенно снизить концентрацию основной фоновой примеси (кремния), при этом степень электрической компенсации (полученные слои GaAs имели *n*-тип проводимости) при эпитаксии из висмута повышается за счет перераспределения амфотерной примеси по подрешеткам GaAs. К аналогичным выводам пришли и авторы работы [2] в результате исследования низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ). Однако в работах [3-5] было показано, что амфотерная примесь IV группы — германий при ЖФЭ GaAs из висмута встраивается преимущественно в Ga-подрешетку, что, очевидно, должно выполняться и для Si. При этом коэффициент компенсации *n*-GaAs(Si) за счет перераспределения Si по подрешеткам должен падать, а не возрастать, как наблюдалось в работах [1, 2].

В настоящей работе сообщается, что использование висмута при ЖФЭ позволяет получать чистые малокомпенсированные слои GaAs, а также устанавливается природа остаточных примесей в этих слоях.

Эпитаксиальные слои выращивались на подложках полужолирующего GaAs ориентации (100) в потоке очищенного водорода в графитовой кассете, предварительно отожженной в вакууме. В одном эксперименте одновременно проводилось выращивание из висмутового и галлиевого растворов-расплавов. Использовались висмут марки ВИ-0000, галлий марки Ga-99.99999 и нелеги-

Электрические параметры эпитаксиальных слоев GaAs

Индекс образца	Температурный интервал эпитаксии, °С	Металл—растворитель	Концентрация свободных электронов · 10 <sup>-16</sup> , см <sup>-3</sup>		Холловская подвижность · 10 <sup>-3</sup> , см <sup>2</sup> /В · с	
			77 К	295 К	77 К	295 К
A14-1-7	} 700—643	Висмут {	0.20	0.21	120	8.39
A14-1-8			0.24	0.27	157	9.51
A14-2-9	} 700—643	Галлий {	2.1	2.3	51.0	7.29
A14-2-10			1.9	2.1	47.9	6.63
A16-2-7	} 800—730	Висмут {	1.2	1.4	41.1	6.63
A16-2-8			1.7	2.1	39.9	5.91
A16-3-9	} 800—730	Галлий {	0.34	0.40	42.7	5.32
A16-3-10			0.44	0.55	49.1	6.03
A17-3-8	} 900—868	Висмут {	43	57	6.65	4.10
A17-3-9			36	48	6.95	4.32
A17-2-7	} 900—868	Галлий {	—	0.64*	—	0.386
A17-2-8			—	0.55*	—	0.39

Примечание. \* *p*-Тип проводимости.