

## МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ В $n$ -InSb-СМЕСИТЕЛЕ

Гершензон Е. М., Грачев С. А., Литвак-Горская Л. Б.

Проведено комплексное исследование  $n$ -InSb смесителя на  $\lambda=2.6$  мм, включающее в себя исследование вольт-амперных характеристик при  $E=0-2$  В/см, температурной зависимости проводимости в диапазоне  $T=1.6-20$  К, высокочастотной проводимости при  $f=0.5-10$  МГц и магнитосопротивления при  $H=0-5$  кЭ. Показано, что в оптимальном режиме механизм преобразования частоты связан с фотоионизационными процессами при прыжковой фотопроводимости (ПФП). На основе модели ПФП рассчитан коэффициент преобразования смесителя и произведено сопоставление его с экспериментом. Показана несостоятельность модели преобразования частоты в компенсированном  $n$ -InSb ( $K \geq 0.8$ ), основанной на разогреве электронов. Обсуждены требования к параметрам материала и режимам  $n$ -InSb смесителя миллиметрового диапазона волн.

*Введение.* Обнаружение линий испускания молекул CO и CN на частотах 115 и 113.5 ГГц привело к широкому использованию в радиоастрономии миллиметровых волн. К настоящему времени в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн ( $\lambda \leq 3$  мм) существует ряд высокочувствительных приемников, основанных на разных физических явлениях [1-3]. Одним из них является смеситель на  $n$ -InSb. Впервые преобразование частоты в нем было осуществлено в середине 60-х гг. [4] в диапазоне волн  $\lambda \approx 8$  мм. К настоящему времени известно много работ, посвященных как исследованию  $n$ -InSb-смесителя, так и созданию радиоастрономических приборов на его основе. Такой интерес к  $n$ -InSb-смесителю связан с тем, что на частотах свыше 150 ГГц он обладает самыми низкими шумовыми температурами  $T_m$  [4]. Это в какой-то мере компенсирует такие его недостатки, как довольно низкую промежуточную частоту ( $\approx 1-2$  МГц) и необходимость охлаждения до  $T \approx 1.5$  К. Лучшая шумовая температура  $T_m \approx 250$  К (из них 100 К составляют шумы усилителя) получена на  $n$ -InSb-смесителе в двухполосном режиме на  $\lambda \approx 2.6$  мм [5].

Относительно механизма преобразования частоты в  $n$ -InSb-смесителе в [6-8] предполагается, что он «разогретый»: в  $n$ -InSb при гелиевых температурах электроны свободны и слабо взаимодействуют с кристаллической решеткой. Воздействие СВЧ мощности (также, как и постоянный ток) приводит к разогреву электронного газа, вследствие чего в условиях рассеяния на ионизованных примесях возрастают подвижность электронов  $\mu$  и, следовательно,  $\sigma$ . Разогретая модель не только не объясняет ряд особенностей работы смесителя, в частности уменьшение в магнитном поле потерь преобразования  $L$  или зависимость коэффициента преобразования от таких параметров материала, как концентрация доноров  $N_d$  и компенсация  $K=N_a/N_d$ , но и находится в прямом противоречии с результатами исследования гальваномагнитных явлений, фотопроводимости (ФП), поглощения ультразвука и СВЧ мощности в  $n$ -InSb с  $K \geq 0.8$ , представленными в обзоре [9]. Из [9] следует, что в предельно очищенном  $n$ -InSb при  $K \geq 0.8$  электроны локализованы на донорных парах типа иона молекулы водорода  $D_2^+$  [концентрация свободных электронов  $n_c < 10^{-2} \times (N_d - N_a)$  при  $T \leq 4.2$  К], а фотопроводимость носит прыжковый характер (ПФП). Модель ПФП была использована в [10, 11] для расчета характеристик  $n$ -InSb-видеодетекторов. Он дал хорошее совпадение с экспериментом и позволил найти зависимость характеристик детектора от параметров материала и внешних условий, чего не давала разогретая модель.

Цель настоящей работы — выяснение механизмов преобразования частоты в  $n$ -InSb-смесителе и на основе его — определение характеристик смесителя, выяснение условий оптимизации их в зависимости от температуры, напряженности магнитного поля и параметров материала и, главное, воздействия гетеродина — основного фактора, отличающего смесительный режим от прямого детектирования.

В работе показано, что оптимальными характеристиками обладают смесительные элементы из предельно очищенного ( $N \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) и сильно компенсированного ( $K > 0.8$ )  $n$ -InSb. В таком материале в отличие от более легированного и слабо компенсированного ( $K < 0.5$ )  $n$ -InSb свободных электронов при гелиевых температурах практически нет. Если для  $n$ -InSb с  $K < 0.5$  и компенсированных образцов в условиях развитого примесного пробоя разогрев электронов еще может проявляться, то для рассматриваемых далее образцов, соответствующих наименьшим потерям преобразования  $L$  и шумовым температурам  $T_{\text{ш}}$  смесителей, механизм преобразования частоты связан только с фотоионизационными процессами при ПФП. С этих позиций произведен расчет коэффициента преобразования смесителя и выполнено сопоставление с экспериментом. Даны оптимальные параметры материала и условия эксплуатации  $n$ -InSb-смесителя миллиметрового диапазона волн.

## 1. Методика измерений и образцы

В работе исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ)  $n$ -InSb при  $T=1.6$  и  $4.2 \text{ К}$  в диапазоне электрических полей  $E=0-2 \text{ В/см}$ , влияние на них мощности гетеродина  $P_{\text{г}}$  и напряженности магнитного поля  $H=0-6 \text{ кЭ}$ . Измерения выполнены с использованием двухкоординатного самописца Н-307. Исследование температурной зависимости удельного сопротивления в диапазоне температур  $T=1.6-20 \text{ К}$  и напряженностей электрического поля, соответствующих закону Ома ( $E \leq 10^{-2} \text{ В/см}$ ), выполнено при  $P_{\text{г}}=0$  и  $P_{\text{г}}^{\text{отт}}$  — мощности гетеродина, при которой минимальны потери преобразования смесителя  $L$ .

Измерения на постоянном токе дополнены исследованием высокочастотной проводимости  $n$ -InSb при  $f=0.5-10 \text{ МГц}$  (соответствующей диапазону промежуточных частот),  $T=1.6-4.2 \text{ К}$ ,  $H=0-6 \text{ кЭ}$  и различной мощности гетеродина. Благодаря использованию измерителя импеданса ВМ-508 удалось найти как действительную  $\sigma(\omega)$ , так и мнимую  $\sigma'(\omega)$  части комплексной проводимости  $\sigma_{\omega} = \sigma(\omega) + j\sigma'(\omega)$  при различных значениях  $P_{\text{г}}$  и  $H$ .

Исследованы характеристики образцов  $n$ -InSb в режиме прямого детектирования, в том числе и время релаксации фотопроводимости, по методикам, описанным в [10].

Для измерения потерь преобразования в зависимости от  $T$  и  $H$  были использованы две лампы обратной волны (ЛОВ) ОВ-71: одна в качестве гетеродина ( $\lambda=2.6 \text{ мм}$ ), другая — сигнала. Стабильность частоты гетеродина  $\sim 10^{-8}$  [12]. Потери преобразования смесителя рассчитывались на основе измерений сигнала промежуточной частоты (ПЧ)  $\Delta U_{\phi}$  с выхода малошумящего усилителя с известными параметрами и мощности СВЧ сигнала  $P_c$ :

$$L = P_c (R_{\text{к}} + R)^2 / \Delta U_{\phi}^2 R_{\text{к}}, \quad (1)$$

где  $R_{\text{к}}$  и  $R$  — входной импеданс усилителя и импеданс смесителя соответственно. В то же время при изменении частоты генерации сигнальной лампы относительно частоты излучения гетеродина (расстраивании одной относительно другой) с помощью анализатора спектра СК 4-59 изучались зависимости сигнала ПЧ от значений промежуточной частоты  $\nu_{\text{ПЧ}} = \nu_{\text{г}} - \nu_{\text{с}}$  ( $\nu_{\text{г}}$  и  $\nu_{\text{с}}$  — частоты излучения ламп обратной волны). Зная зависимости  $\Delta U_{\phi}$  от  $\nu_{\text{ПЧ}}$  (при этом использовался широкополосный усилитель), определяли время релаксации фотопроводимости  $\tau_{\phi} = (\nu_{\text{ПЧ}}^*)^{-1}$ , где  $\nu_{\text{ПЧ}}^*$  — промежуточная частота, на которой  $\Delta U_{\phi}(\nu_{\text{ПЧ}}^*) = \Delta U(0) / \sqrt{2}$ . Уровни СВЧ мощности гетеродина и сигнала измерялись оптико-акустическим преобразователем ОАП-7М.

Используемые образцы  $n$ -InSb были изготовлены в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами  $1.2 \times 0.9 \times 0.9$  мм и располагались в камере прямоугольного волновода сечением  $1.2 \times 2.4$  мм параллельно узкой стенке так, что диагональ основания параллелепипеда была перпендикулярна оси волновода (см. вставку на рис. 1), что позволило получить коэффициент отражения от образца  $\Gamma \approx 0$ . Камера через плавный переход конической формы соединялась с квазиоптическим трактом сечением  $\varnothing 18$  мм. Волноводная камера и конусообразный переход были выращены как единое целое посредством электроли-

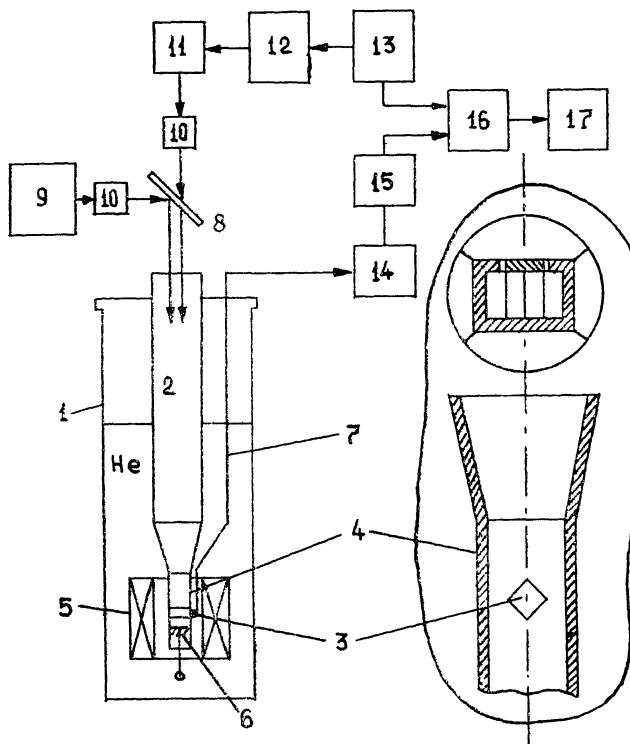


Рис. 1. Схема экспериментальных макета и установки для исследования смесителя (на вставке — размещение  $n$ -InSb-смесителя в волноводной камере).

1 — гелиевый криостат, 2 — квазиоптический макет  $\varnothing 18$  мм, 3 —  $n$ -InSb-смеситель, 4 — трехмиллиметровая волноводная камера, 5 — сверхпроводящий соленоид, 6 — передвижной короткозамыкающий поршень, 7 — пятидесятиомный коаксиал, 8 — делительная пластина, 9 — теродиод, 10 — трехмиллиметровый аттенуатор, 11 — ЭС 1062, 12 — блок питания, 13 — генератор НЧ, 14 — схема подачи смещения на смеситель, 15 — УПЧ, 16 — синхронный детектор УПИ-2, 17 — самописец.

тического осаждения меди на оправку. Волноводная камера располагалась внутри сверхпроводящего соленоида так, что электрическое поле в образце и постоянное магнитное  $H$  были взаимноперпендикулярны. Схема экспериментальной установки и смесительной камеры представлена на рис. 1. При измерении шумовой температуры смесителя вместо сигнальной ЛОВ применялась шумовая газоразрядная трубка ЭС-1062 с  $T_m = 4200$  К на  $\lambda = 3$  мм. Измерение шумовой температуры смесителя проводилось по стандартной методике [13], излучение генератора шума было промодулировано низкой частотой. Сигнал со смесителя усиливался усилителем ПЧ, поступал на синхронный детектор УПИ-2 и затем на электронный потенциометр Н-307. Измеряя флуктуационную чувствительность смесителя  $\Delta T$ , можно определить шумовую температуру системы смеситель—усилитель [13]:

$$\Delta T = \frac{\sqrt{2} T_m}{\sqrt{\nu_{ПЧ} \tau}} \quad (2)$$

В выборе образцов  $n$ -InSb мы исходили из того, что минимальные значения  $L$  в [8] были получены для образцов с  $N_d - N_a \approx 3 \cdot 10^{13}$  и  $1.5 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . Нами при-

Номер образца	$(N_d - N_a) \cdot 10^{-13}, \text{ см}^{-3}$	$\mu_{77} \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$N_d \cdot 10^{-14}, \text{ см}^{-3}$	$K = \frac{N_d}{N_a}$	$\epsilon_1, \text{ мВ/В}$	$\epsilon_3, \text{ мВВ}$
1	2.5	4.8	1.2	0.79	~1	≥ 0.3
2	2.2	4.6	1.2	0.82	~1	≥ 0.3
3	2.1	4.6	1.2	0.83	~1	≥ 0.3
4	1.8	4.6	1.2	0.85	~1	≥ 0.3
5	0.8	4.6	1.3	0.94	2	1
6	0.5	4.6	1.3	0.96	3	—

водятся намеренно только разностные концентрации примесей, поскольку данные в [8] значения  $N_d$  и  $K$  завышены, так как найдены из подвижности электронов при  $T=77$  или 4.2 К. Подробно этот вопрос рассмотрен в [9]. Заметим, что результаты [8] в известной степени коррелируют с [11], где исследована зависимость вольт-ваттной  $S_u$  и предельной  $P_{np}$  чувствительности от параметров  $n$ -InSb. Оптимальных по [11] значений  $S_u$  и  $P_{np}$  на  $\lambda=1$  мм следует ожидать в образцах предельно очищенного  $n$ -InSb ( $N_d \approx 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) с  $N_d - N_a = (0.8 \div 1.5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , удельное сопротивление которых при  $T=4.2$  К лежит в диапазоне  $200 \div 80 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . В таблице представлены параметры исследованного  $n$ -InSb. Значения  $N_d$  найдены по кривой распределения доноров вдоль слитка InSb, содержащего  $p$ - $n$ -переход, по методике [14].

## 2. Физические процессы в $n$ -InSb-смесителе

Исследованный нами  $n$ -InSb совпадает по значениям  $N_d$  и  $K$  с материалом, изученным в [10, 15, 16], в связи с чем охарактеризуем образцы таблицы, пользуясь результатами этих работ. В соответствии с [15] в таких образцах при  $T \leq 4.2$  К электроны локализованы на примесях, причем в образцах 1—5 они находятся на донорных парах типа иона молекулы водорода  $D_2^+$ , а в образце 6 — в потенциальных ямах, связанных с крупномасштабными флуктуациями примесного потенциала. Проводимость при гелиевых температурах носит прыжковый характер: в образцах 1—4 она определяется выбросом электронов на примесный уровень протекания ( $\epsilon_3$ -проводимость), в образце 5 при  $T < 3$  К  $\epsilon_3$ -проводимость сменяется проводимостью по состояниям вблизи уровня Ферми, в образце 6 существует только последняя.

Фотопроводимость во всех образцах — прыжковая, однако в образцах 1—4 при  $\lambda \leq 3$  мм и 5 при  $\lambda \leq 1$  мм ПФП определяется движением фотоэлектронов по примесному уровню протекания, в остальных случаях ( $\lambda > 3$  мм в образцах 1—4 и  $\lambda > 1$  мм — в 5, а также для любых  $\lambda$  в образце 6) — благодаря движению фотоэлектронов по состояниям вблизи уровня Ферми [10].

Сохраняются ли механизмы проводимости и фотопроводимости в смесительном  $n$ -InSb-элементе, находящемся под воздействием мощности гетеродина, — основной вопрос данного раздела статьи.

**А. Экспериментальные результаты.** Комплексное исследование физических процессов в  $n$ -InSb-смесителе включает в себя исследование ВАХ, температурной зависимости проводимости  $\sigma(T)$ , высокочастотной проводимости  $\sigma_\omega$  и магнитосопротивления. Заметим, что ВАХ и графики  $\sigma(T)$  изучены практически во всех работах по смесителям (см., например, [4, 8]), и полученные нами ВАХ и графики  $\sigma(T)$  полностью совпадают с данными [8] для близких по параметрам образцов. Различия проявляются только в интерпретации экспериментальных результатов. Рассмотрим в первую очередь изменение проводимости  $\Delta\sigma$   $n$ -InSb под влиянием СВЧ мощности  $P_r$  и мощности, создаваемой источником постоянной ЭДС  $P_0$ . На рис. 2 представлены графики  $\Delta\sigma(P_r)$  и  $\Delta\sigma(P_0)$  для образца 4 при  $T=1.6$  К и  $H=0$ . На вставку к рисунку даны его ВАХ при нескольких значениях  $P_r$ . Вертикальными линиями указаны значения электрического поля, соответствующие закону Ома (А), максимальной чувствительности  $E_{\text{онт}}$  (Б) и  $E > E_{np}$  — поля примесного пробоя (В) [17]. Видно, что зависимости  $\Delta\sigma(P_r)$  и  $\Delta\sigma(P_0)$  существенно различны как в области линейной части ВАХ, так и при

$E_{\text{онт}}$ . Если в первом случае  $\Delta\sigma \sim P_r$ , то во втором изменение  $\sigma$  с  $P_0$  наблюдается начиная с  $P_0 > 2 \cdot 10^{-6}$  Вт. Только при  $E > E_{\text{пр}}$  полученные нами зависимости  $\Delta\sigma$  от  $P_r$  и  $P_0$  одинаковы (они не приводятся на рисунке). Подобные представленным графики  $\Delta\sigma(P)$  получены при  $H \approx 4$  кЭ, только значения  $E_{\text{онт}}$  и  $P_r^{\text{онт}}$  гораздо выше.

Для  $\sigma(T)$  при  $T < 10$  К характерно наличие двух областей экспоненциальной зависимости  $\sigma(T^{-1})$ , которые связаны с ионизацией примесей, а при  $T \leq \leq 3$  К — с прыжковой проводимостью по примесям ( $\epsilon_1$ - и  $\epsilon_3$ -энергий активации соответственно). В поперечном магнитном поле проводимость образца уменьшается, однако вплоть до  $H \leq 5$  кЭ энергии  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  неизменны. Под воздействием

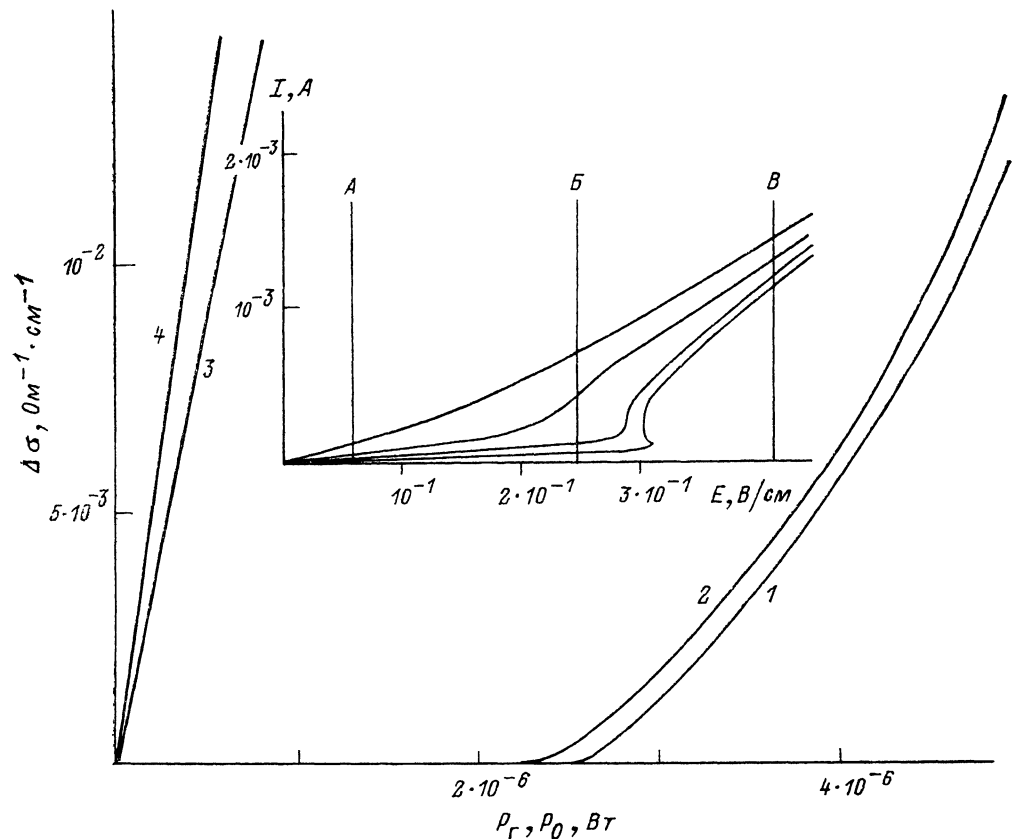


Рис. 2. Зависимость изменения проводимости  $\Delta\sigma$  образца 4 от мощности гетеродина  $P_r$  и постоянного тока  $P_0$  при  $T=1.6$  К.

1 —  $\Delta\sigma(P_0)$  при  $P_r=0$ , 2 —  $\Delta\sigma(P_0)$  при  $P_r^{\text{онт}}$ , 3, 4 —  $\Delta\sigma(P_r^{\text{онт}})$  при  $E = \text{const}$  (сечения А и Б соответственно). На вставке — вольт-амперные характеристики смесителя при разных  $P_r$ .

мощности гетеродина проводимость существенно возрастает, так что  $\Delta\sigma \approx \sigma$ , при этом температурная зависимость проводимости несколько ослабляется.

На рис. 3 представлены графики  $\Delta\sigma(T)$  образца 2 при  $T=1.6-4.2$  К,  $H=0$  и 3 кЭ,  $P_r^{\text{онт}}$  и в режиме видеодетектирования. Видно, что для всех случаев характер зависимостей  $\Delta\sigma(T)$  одинаков. В области низких температур  $\Delta\sigma \sim T$ . Максимум (насыщение)  $\Delta\sigma(T)$  связан, по-видимому, с переходом от проводимости по примесям к зонной. Абсолютные значения  $\Delta\sigma$  при  $H=0$  превышают  $\Delta\sigma$  в магнитном поле почти в 4 раза, причем в первом случае  $\Delta\sigma \approx \sigma$ , а во втором —  $\Delta\sigma \approx (2-3)\sigma$ . Различия в  $\Delta\sigma(T)$  при  $H=0$  в режиме видеодетектирования и в смесительном режиме (кривые 2 и 1 соответственно) пропорциональны разнице в величине мощности сигнала и гетеродина. На рис. 3 представлена также температурная зависимость времени жизни фотоносителей  $\tau(T)$  при видеодетектировании. Видно, что характер кривых  $\tau(T)$  и  $\Delta\sigma(T)$  практически одинаков.

Исследование высокочастотной (ВЧ) проводимости в компенсированном  $n$ -InSb позволяет разделить вклад в  $\sigma_{\omega}$  за счет свободных и локализованных на донорных парах электронов [16]. Как известно, ВЧ проводимость связана с переполаризацией под действием электрического поля пар примесных центров, состоящих из заполненного и пустого узлов, электронные состояния в которых локализованы. Когда квант энергии ВЧ поля много меньше энергетического расстояния между уровнями пары  $\hbar\omega \ll \Delta E$ , что выполнялось в наших экспериментах, наблюдается релаксационное поглощение, связанное с перескоками электронов в парах с заполненных узлов на пустые [18] за счет поглощения фононов. При этом наибольший вклад в ВЧ проводимость дают пары, энергетическое расстояние между уровнями в которых  $\Delta E \sim kT$ . Наличие релаксационного поглощения проявляется в возникновении частотной зависимости проводимости.

На рис. 4 представлены частотные зависимости действительной  $\sigma(\omega)$  и мнимой  $\sigma'(\omega)$  частей высокочастотной проводимости образца 4 при  $T=1.6$  К для трех различных случаев: 1)  $H=0$ ,  $P_r=0$ ; 2)  $H=4$  кЭ,  $P_r=P_r^{\text{opt}}$ ; 3)  $H=4$  кЭ,  $P_r=0$ . Видно, что частотные зависимости  $\sigma(\omega)$  и  $\sigma'(\omega)$  разные. При этом зависимость  $\sigma'(\omega) \sim \omega$  и одинакова во всех рассмотренных случаях. Зависимость  $\sigma(\omega)$  в случаях 1 и 2 более слабая, хотя и наблюдается с самых малых частот  $f=5 \cdot 10^5$  Гц; и только при  $H=4$  кЭ и  $P_r=0$   $\sigma(\omega) \sim \omega$ .

Отметим влияние магнитного поля на равновесную и неравновесную про-

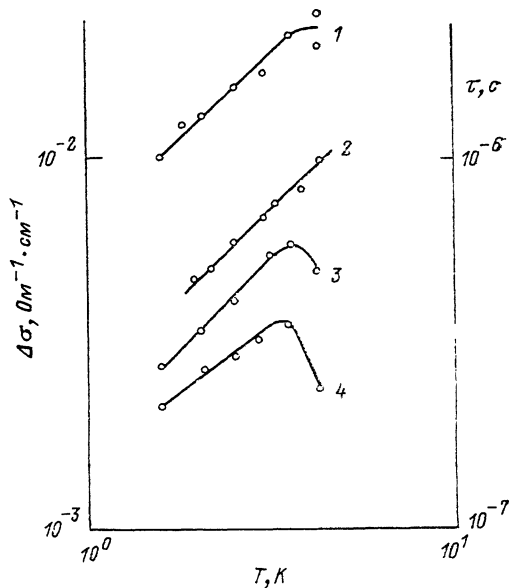


Рис. 3. Температурные зависимости проводимости образца 2 в диапазоне  $T=1.6-4.2$  К.

1 —  $H=0$ ,  $P_r=0$ ; 2 — видеорежим ( $H=0$ ), 3 —  $P_r^{\text{opt}}$ ,  $H=3.5$  кЭ; 4 — зависимость  $\tau(T)$ , полученная в видеорежиме.

водимости  $n$ -InSb. На рис. 5 представлены графики  $\sigma_H/\sigma_0$  и  $\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0$  образца 4 при  $T=1.6$  К. Измерения  $\sigma_H/\sigma_0$  проведены в равновесных условиях. Значения  $\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0$  определяют изменение проводимости образца под воздействием мощности гетеродина, при этом каждому  $H$  соответствует своя величина  $P_r^{\text{opt}}$ , и в целом  $P_r^{\text{opt}}$  изменяется более чем в 2 раза. Из рисунка видно, что как  $\ln|\sigma_H/\sigma_0| \sim H^2$ , так и  $\ln|\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0| \sim H^2$ , однако наклон второй кривой значительно слабее. Это, по-видимому, является следствием увеличения по мере роста  $H$  требуемой мощности гетеродина. Если  $\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0$  привести к одной мощности гетеродина (кривая 3), то полученная зависимость  $\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0$  будет иметь практически такой же наклон, что и кривая  $\sigma_H/\sigma_0$ .

**В. Обсуждение экспериментальных результатов.** Из графиков рис. 2 следует несостоятельность разогретой модели фотопроводимости применительно к компенсированному  $n$ -InSb, поскольку в ее основе лежит равноправность воздействия на проводимость образца как постоянного тока, так и СВЧ мощности. Наиболее интересным результатом рис. 2 является прямая пропорциональность между  $\Delta\sigma$  и  $P_r$ , которая сохраняется в широком диапазоне  $E$  вплоть до  $E \leq E_{\text{пр}}$ , когда разрывающийся примесный пробой приводит к смене механизма ФП [6]. Совершенно очевидно, что  $E_{\text{opt}}$  — это та максимальная напряженность электрического поля на образце, до которой реализуется только ионизационный механизм ФП. Роль магнитного поля здесь сводится к тому, что по мере увеличения  $H$  возрастает  $E_{\text{пр}}$ . Если проанализировать данные [17], то вплоть до  $H \leq 6$  кЭ  $E_{\text{пр}} \sim H$ . По-видимому, подобной зависимости можно ожидать для  $E_{\text{opt}}$ .

Характер изменения проводимости при  $H=0$  и  $3.5$  кЭ одинаков, как это видно из рис. 3. При этом кривая 2 получена в режиме видеодетектирования, когда наблюдается ПФП. Полученная зависимость  $\Delta\sigma(T) \sim T^m$  вообще характерна для ПФП в полупроводниках. Только величина  $m$  неодинакова в разных материалах. Так, в Ge и Si  $m=1.7-1.8$  [19], в алмазе, легированном бором,  $m=1.3$  [20], в  $n$ -InSb  $m$  варьируется от 1 до 1.5 (в образцах с  $K \geq 0.99$ ). Различие в  $\Delta\sigma(0)$  и  $\Delta\sigma(H)$  можно объяснить, исходя из падения в магнитном поле подвижности электронов на примесном уровне протекания [21].

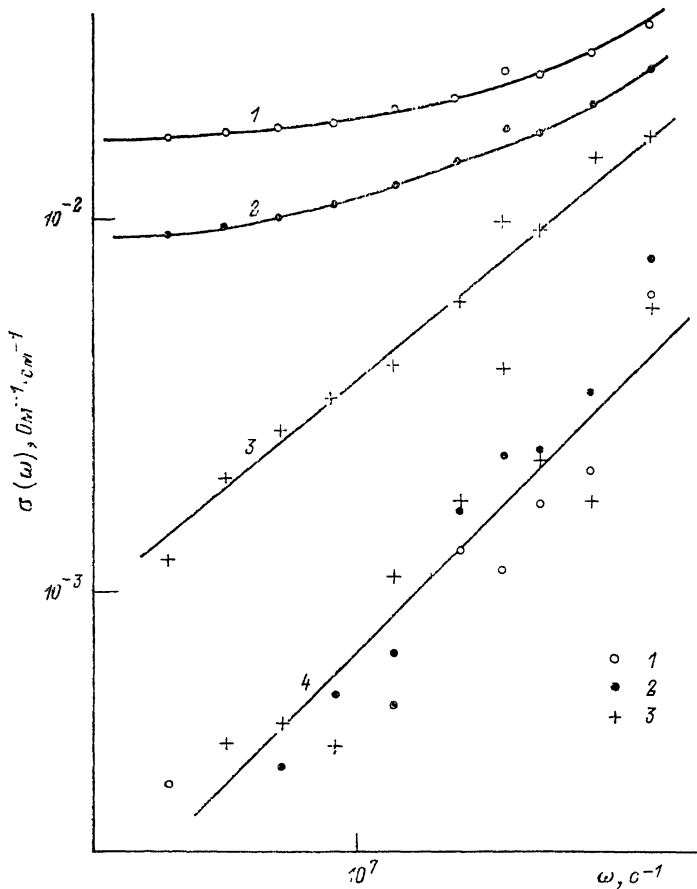


Рис. 4. Частотная зависимость комплексной проводимости образца 4 при  $T=1.6$  К.

Действительная часть проводимости: 1 —  $P_r=0, H=0$ ; 2 —  $P_r^{0\text{ит}}, H=4$  кЭ; 3 —  $P_r=0, H=4$  кЭ, 4 — мнимая часть проводимости для рассмотренных случаев.

Из [10] следует, что при  $H=3.5$  кЭ  $\mu(0)/\mu(H) \approx 7$ , поэтому изменение концентрации фотовозбужденных электронов

$$\frac{\Delta n_H}{\Delta n_0} = \frac{\Delta\sigma_H \mu_0}{\Delta\sigma_0 \mu_H} \approx 2. \quad (3)$$

Заметим, что в рассматриваемом случае  $P_r^{\text{ит}}(H)/P_r^{\text{ит}}(0)=2$ , т. е. наблюдаемая прямая пропорциональность  $\Delta\sigma$  и  $P_r$  связана с тем, что  $\Delta n \sim P_r$ . Если в нулевом магнитном поле  $\Delta\sigma/\sigma \approx 1$ , то при  $H \approx 3.5$  кЭ  $\Delta\sigma_H/\sigma_H \approx 2.5$ , т. е. проводимость образца под воздействием мощности гетеродина возрастает по сравнению с равновесной проводимостью в 2—3 раза.

Рассмотрим частотную зависимость проводимости  $n$ -InSb. Сделанные оценки показывают, что энергия кулоновского взаимодействия в донорной паре  $e^2/\kappa r \gg kT$ , поэтому в соответствии с [18]  $\sigma(\omega)$  и  $\sigma'(\omega)$  описываются следующими соотношениями:

$$\sigma(\omega) \sim ag^2\omega r^3, \quad (4)$$

$$\sigma'(\omega) \sim ag^2\omega r^4, \quad (5)$$

где  $a$  — радиус локализации электрона на доноре,  $g$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $r$  — расстояние между узлами примесной пары, участвующей в ВЧ проводимости

$$r = a, 2 \ln(\omega\tau_{\min})^{-1}. \quad (6)$$

Здесь  $\tau_{\min} = 1/\nu_{ph}$  — минимальное время релаксации чисел заполнения пар, а  $\nu_{ph}$  — характерная частота фонона.

Из графиков рис. 4 видно, что теоретическим соотношениям (4) и (5) удовлетворяет частотная зависимость  $\sigma(\omega)$  только при  $H=4$  кЭ и  $P_r=0$ ,  $\sigma'(\omega)$  — при всех экспериментальных условиях. Последнее мы расцениваем как свидетельство неизменности примесных состояний в  $n$ -InSb при использованных внешних воздействиях ( $H$  и  $P_r$ ). Перейдем к обсуждению кривых 1 и 2 рис. 4. Как отмечалось в [22], вклад в  $\sigma(\omega)$  при  $H=0$  дают не только примесные пары, но и электроны, находящиеся в бесконечном кластере, т. е. на примесном уровне протекания или в зоне проводимости. При этом

$$\sigma(\omega) = \sigma_0(\omega) + \sigma_0, \quad (7)$$

где  $\sigma_0$  — проводимость бесконечного кластера. Подобная (7) зависимость  $\sigma(\omega)$

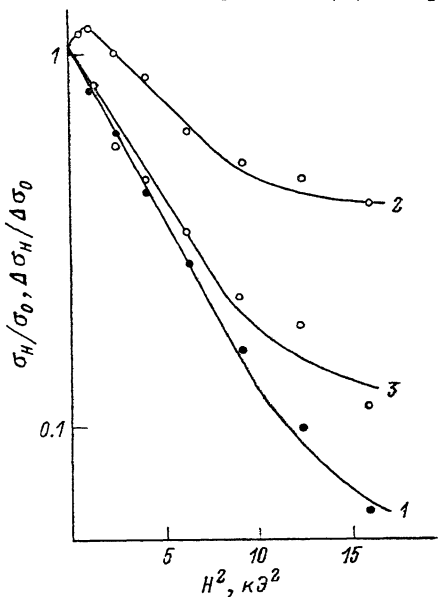


Рис. 5. Зависимость проводимости образца 4 от магнитного поля при  $T=1.6$  К.

$\Delta\sigma_H/\sigma_0$ : 1 — для равновесных ( $P_r=0$ ), 2 — для неравновесных электронов [ $P_r^{opt}(H)$ ], 3 —  $\mu_H/\mu_0 = (\Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0)/[P_r(0)/P_r(H)]$ .

наблюдается и при  $H=4$  кЭ и  $P_r^{opt}=2.5 \cdot 10^{-6}$  Вт. Как видно из таблицы, в рассматриваемом образце энергия активации прыжковой  $\epsilon_3$ -проводимости составляет 0.3 мэВ и кванта электромагнитного излучения на  $\lambda=2.6$  мм достаточно для выброса электрона на примесный уровень протекания. Поэтому в соотношении (7)  $\sigma_0$  — это фактически фотопроводимость, которую выше мы обозначали  $\Delta\sigma$ .

Для доказательства того факта, что  $\Delta\sigma$  — действительно проводимость по примесному уровню протекания, нами рассмотрено влияние на  $\Delta\sigma$  магнитного поля. Хорошо известно [21], что в случае прыжковой проводимости по примесному уровню протекания наблюдается положительное магнитосопротивление, причем в слабых  $H$

$$\mu_H/\mu_0 = \exp(-t\alpha e^2 H^2 / N_d c^2 \hbar^2). \quad (8)$$

Выполненные в [23] экспериментальные исследования магнитосопротивления в предельно очищенном и сильно компенсированном  $n$ -InSb показали, что коэффициент  $t=0.011$ , а соотношение (8) справедливо вплоть до  $H \leq 5$  кЭ. Подобная (8) зависимость  $\mu_H/\mu_0$  для фотоносителей наблюдалась в [10], что определяло прыжковый характер фотопроводимости в  $n$ -InSb с  $N_d \approx 10^{14}$  см $^{-3}$  и  $K > 0.8$ . В представленных на рис. 5 графиках кривая 3 фактически соответствует подвижности фотоносителей

$$\mu_H/\mu_0 = \Delta\sigma_H/\Delta\sigma_0 P_r^{opt}(0)/P_r^{opt}(H), \quad (9)$$

где  $P_r^{opt}(H)$  и  $P_r^{opt}(0)$  — оптимальные значения мощности гетеродина в магнитном поле и в отсутствие его. Рассчитанная по (9) зависимость  $\mu_H/\mu_0$ , так же как



и  $\sigma_n/\sigma_0$ , полностью описывается соотношением (8). Если считать, что в образце  $N_d = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , то боревские радиусы электрона на доноре оказались соответственно равными 630 и 720 Å и весьма близкими к теоретическому значению  $a = 640 \text{ Å}$ .

Таким образом, приведенные выше результаты комплексного исследования  $n$ -InSb-смесителя для миллиметрового диапазона волн однозначно подтверждают, что механизм фотопроводимости в нем ионизационный (прыжковый). Сделаем ряд оценок параметров материала, которые необходимы в дальнейшем при расчете характеристик  $n$ -InSb-элемента смесителя. Рассмотрим в первую очередь подвижность электронов по примесному уровню протекания, исходя из диффузионного соотношения [24]

$$\mu = \frac{eD}{kT} = \frac{1}{3} \frac{eR^2\nu}{kT} = \frac{e\nu_{ph}}{3kTN_d^{1/3}} \exp\left(-\frac{1.73}{N_d^{1/3}a}\right), \quad (10)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $R$  — длина прыжка электрона,  $\nu = \nu_{ph} \exp \times (-2R/a)$ .

Окончательная запись соотношения (10) определяет подвижность при проводимости по примесному уровню протекания. Это наибольшее из возможных значений  $\mu$  для прыжковой проводимости. Действительно, при проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми  $R > R_{cp} \simeq N_d^{-1/3}$ , вследствие чего  $\mu$  убывает.

Поскольку в образцах 1–5  $N_d \simeq 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а  $\nu_{ph} \simeq 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  [22], по (10) подвижность  $\mu$  для них практически одинакова и должна составлять  $4 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T \simeq 1.6 \text{ К}$ .

Подвижность при прыжковой проводимости не может быть непосредственно измерена, но вычислить ее можно по величине  $S_U$ , полученной экспериментально для образцов 1–4 в режиме видеодетектирования. Действительно,

$$\Delta\sigma = e \frac{P}{\hbar\omega Sd} \tau\eta\mu, \quad (11)$$

откуда следует, что

$$S_U = \frac{\Delta U_\phi}{P} = \frac{e\tau\eta\mu U}{\sigma\hbar\omega Sd}, \quad (12)$$

где  $\eta = (1 - \Gamma) (1 - e^{-\alpha d}) / (1 - \Gamma e^{-\alpha d})$  — квантовая эффективность,  $\hbar\omega$  — квант СВЧ излучения,  $S$  — площадь образца,  $d$  — толщина образца в направлении распространения волны,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $U$  — электрическое смещение на образце.

Все величины (12) независимо измерены и составляют:  $S_U \simeq (2 \div 3) \times 10^3 \text{ В/Вт} \cdot \text{см}^2$ ,  $\tau \simeq 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ,  $Sd = 0.5 \times 0.5 \times 0.1 \text{ см}$ ,  $\eta$  на  $\lambda = 2.6 \text{ мм}$  варьируется от 0.5 при 4.2 К (до 0.7) при  $T = 1.6 \text{ К}$ . Рассчитанная по (12) подвижность  $\mu \simeq (2.9 \div 4.3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Таким образом, получено хорошее соответствие теоретического значения  $\mu$  экспериментальному и в дальнейшем мы будем использовать  $\mu = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Исходя из величины подвижности (10), рассчитаем концентрацию равновесных и фотоэлектронов при  $H = 0$ . Концентрация равновесных электронов  $n$  в образцах 2–4 при  $T = 1.6 \text{ К}$  составляет  $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а  $\Delta n \sim 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при  $P_{\text{вст}}^{\text{отр}}$ , что почти в 10 раз меньше  $N_d - N_a$ . Таким образом, при  $T = 1.6 \text{ К}$   $\Delta n \simeq n \ll (N_d - N_a)$ , в связи с чем очевидно, что под воздействием мощности гетеродина проводимость  $n$ -InSb не претерпевает качественных изменений.

### 3. Расчет коэффициента преобразования смесителя

Проведенные исследования показали прыжковый характер фотопроводимости смесителя, когда при поглощении кванта электромагнитного излучения электрон переходит из локализованного состояния на примесный уровень протекания, двигаясь по которому участвует в фотопроводимости. Исходя из этого, мы рассчитали коэффициент преобразования смесителя

$$G = \frac{\eta^2 e^2}{2 (\hbar \nu)^2 l} \frac{\tau^2 \mu^2 U^2 P_r}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{g_n}{(g + g_n)^2}, \quad (13)$$

где  $l$  — длина образца,  $g_n$  — входная проводимость усилителя,  $g$  — полная проводимость образца,  $\omega = 2\pi\nu_{ПЧ}$ .

Соотношение (13) отличается от приводимых в литературе [25] значений  $G$  для фотоионизационных смесителей тем, что равновесная проводимость в  $n$ -InSb достаточно велика и изменение проводимости в нем под действием мощности гетеродина  $\Delta\sigma \geq \sigma$  (а не  $\Delta\sigma \gg \sigma$ , как в [25]).

Из (13) видно, что  $G$  зависит и от параметров материала, и от согласования элемента смесителя с проводимостью нагрузки по ПЧ. Будем считать в дальней-

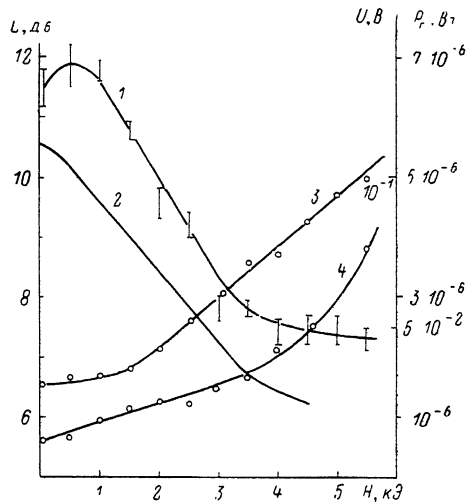


Рис. 6. Зависимость потерь преобразования, оптимального смещения  $U$  и оптимальной мощности гетеродина  $P_r^{\text{opt}}$  от магнитного поля для образца 4 при  $T=1.6$  К.

1 —  $L(H)$ , полученные в эксперименте; 2 — теоретический расчет  $L(H)$  по (14), 3 —  $U(H)$ , 4 —  $P_r^{\text{opt}}(H)$ .

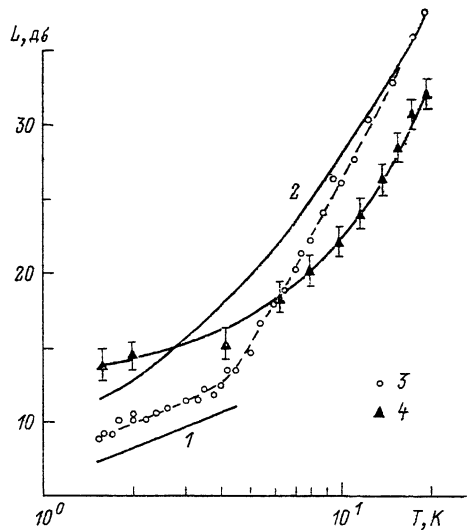


Рис. 7. Зависимость потерь преобразования образца 2 от температуры.

1 и 2 — расчет  $L(T)$  по (14) и по разогретой модели [8, 26] соответственно; 3 — экспериментальные значения  $L(T)$ ; 4 —  $L(T)$  для образца 3.

шем смеситель согласованным по ПЧ, и от коэффициента преобразования перейдем к рассмотрению потерь преобразования  $L=1/G$ :

$$L = \frac{8 (\hbar \nu)^2 l^2 g}{\eta^2 e^2} \frac{1 + \omega^2 \tau^2}{\tau^2 \mu^2 U^2 P_r}. \quad (14)$$

Подстановка в (14) измеренных значений  $g$ ,  $\tau$ ,  $U$  и  $P_r$  для образца 4, а также вычисленной по (12) подвижности  $\mu$  дает  $L=10.6$  дБ, что ниже полученных в [8] экспериментальных значений  $L$  для лучших образцов.

Применение поперечного магнитного поля уменьшает потери преобразования, что отмечалось еще в [4]. В магнитном поле убывают  $g$  и  $\mu$  [см. соотношение (8) и рис. 5], но возрастает смещение на образце и оптимальная мощность гетеродина. На рис. 6 представлены зависимости  $U(H)$  и  $P_r(H)$ , а также рассчитанный по (14) график  $L(H)$  образца 4. Видно, что в диапазоне  $H=1-3$  кЭ  $U$  и  $P_r$  возрастают пропорционально  $H$ . Несмотря на убывание  $g$  и  $\mu$  в  $H$ , наблюдается уменьшение  $L$  с 10.6 до 6.5 дБ при  $H=4$  кЭ. Представленные на рис. 6 экспериментальные значения  $L$  превышают расчетные на 1–1.5 дБ.

Наблюдаемое экспериментально небольшое возрастание  $L$  при  $H \leq 1$  кЭ нам не понятно, так же как ранее не удалось объяснить увеличение ФП с  $H$  в малых полях ( $H=0-1$  кЭ) в близком по параметрам  $n$ -InSb [10].

Измерение шумовой температуры смесителя было выполнено на  $\lambda=3$  мм в двухполосном режиме работы. При этом флуктуационная чувствительность смесителя на  $\lambda=3$  мм  $\Delta T \approx 0.2$  К, а  $T_m \approx 140$  К. Предполагая неизменной флук-

туационную чувствительность при переходе к  $\lambda=2.6$  мм (в экспериментах значения  $L$  в диапазоне 2.2—3 мм оставались неизменными, а пик фотопроводимости и поглощения достаточно широк [10, 15]), по-видимому, можно считать, что на частоте 115 ГГц флуктуационная чувствительность и шумовая температура  $n$ -InSb смесителя не выше 0.2 и 140 К соответственно. Зная шумовую температуру усилителя ПЧ  $T'_m=50-70$  К и  $T_m$  смесителя, можно оценить потери преобразования, используя выражение [18]

$$T_m = T'_m L/2. \quad (15)$$

Полученное значение  $L \simeq 6-7.5$  дБ совпадает с данными прямых измерений. Таким образом, проведенные измерения  $L$ ,  $\Delta T$  и  $T_m$  показывают, что созданный нами  $n$ -InSb-смеситель превосходит по своим характеристикам аналогичные смесители в диапазоне  $\lambda=2.6$  мм [1] и не уступает по  $T_m$  смесителям, выполненным на основе охлаждаемых ДБШ и СИС элементов.

Рассмотрим теперь температурную зависимость потерь преобразования смесителя  $L(T)$ . Авторы [8] констатировали уменьшение  $L$  при понижении температуры, связывая это в основном с убылью  $\tau$ . Как видно из (14), это — не единственная причина, поскольку с понижением температуры убывает  $g$  и несколько возрастает  $\mu \sim 1/T$ . На рис. 7 представлен график  $L(T)$  образца 2 в диапазоне  $T=1.6-20$  К. Видно, что при  $T \simeq 4$  К происходит смена характера зависимости  $L(T)$ . Если при  $T < 4$  К значения  $L(T)$  изменяются прямо пропорционально температуре, то начиная с  $T > 4$  К зависимость  $L(T)$  становится более сильной. Из сопоставления рис. 7 и 3 видно, что начиная с  $T \leq 4$  К наблюдается зависимость  $\Delta\sigma \sim T^m$ , характерная для ПФП. Это и проявляется в особенностях температурной зависимости  $L$ .

Расчитанная по (14) температурная зависимость потерь преобразования  $L(T)$ , если исходить из параметров образца, независимых измерений  $\sigma(T)$ ,  $\Delta\sigma(T)$ ,  $\tau(T)$ ,  $\alpha(T)$  [15] с учетом использованных в эксперименте значений  $P_r$  и  $U$  (кривая 1) практически совпадает с экспериментальной при  $T < 4.2$  К. На этом же рисунке кривой 2 представлена зависимость  $L(T)$ , вычисленная для образца 2 по разогретой модели с использованием коэффициента нелинейности ВАХ  $\beta$ , найденного по [26] для рассеяния энергии электронов на деформационных акустических фононах. Видно, что при  $T \geq 10$  К она хорошо описывает экспериментальные результаты. Это неудивительно, поскольку начиная с этих температур проводимость образца определяется в основном свободными электронами.

Представленные на рис. 7 экспериментальные значения  $L$  образца 13 [8] имеют температурную зависимость, аналогичную полученной нами, хотя, к сожалению, в наиболее интересном для практики температурном диапазоне ( $T < 4.2$  К) в [8] приводится всего три точки.

Обсудим, наконец, вопрос об оптимизации параметров материала для элемента смесителя. Он требует отдельного рассмотрения, поскольку значения  $N_d$  и  $K$  непосредственно не входят в соотношение (14). Сразу отметим, что соотношение (14) имеет границы применимости в зависимости от механизма равновесной проводимости. В предельно очищенном  $n$ -InSb [ $N_d \sim (1 \div 1.2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ] прыжковая проводимость наблюдается начиная с  $K \geq 0.8$  [10], однако только в материале с  $0.95 \geq K \geq 0.8$  при  $T \geq 1.6$  К она характеризуется  $\varepsilon_3$ -энергией активации, в остальных случаях — это прыжковая проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми. При проводимости по примесному уровню протекания подвижность существенно больше, чем при проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми, поэтому для смесителя предпочтителен материал с  $0.95 \geq K \geq 0.8$ .

Выполненные в [10] исследования спектров поглощения в  $n$ -InSb, аналогичном представленному в таблице, показали, что только при  $N_d - N_a \geq 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  кванта излучения гетеродина на  $\lambda=2.6$  мм ( $\hbar\omega \simeq 0.4$  мэВ) достаточно для выброса электрона на примесный уровень протекания. При  $N_d - N_a < 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  величина  $L$  должна возрастать, поскольку  $\hbar\omega < \varepsilon_3$  и возможна только ПФП по состояниям вблизи уровня Ферми. Если  $N_d - N_a > 1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , то  $\hbar\omega > \varepsilon_3$ , но увеличение равновесной проводимости  $g$  уменьшает оптимальные значения  $P_r$  и  $U$ , вследствие чего  $L$  также возрастает. На рис. 8 представлена

зависимости потерь преобразования от разности концентраций примесей. Видно, что  $L(N_d - N_a)$  имеет минимум, который соответствует  $N_d - N_a \approx 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $K \approx 0.85$ ). По приведенным на рис. 7 значениям  $L$  для образцов 7 и 8<sup>1</sup> видно, насколько магнитное поле уменьшает потери преобразования смесителя. Заметим, что наличие минимума у зависимости  $L(N_d - N_a)$  опровергает еще один из результатов разогрешной теории смесителя, по которому значение  $L$  должно возрастать по мере убыли  $N_d - N_a$ .

**Заключение.** Совокупность экспериментальных результатов и сделанные оценки показывают, что механизм преобразования частоты миллиметрового диапазона волн в предельно очищенном и сильно компенсированном  $n\text{-InSb}$  ( $K \geq 0.85$ ) фотоионизационный, практически полностью определяемый процессами примесной фотопроводимости, когда кванты излучения наряду с фононами способствуют перераспределению электронов между примесными состояниями с разной степенью их локализации.

Возникает парадоксальная ситуация. Почему же в литературе существует устойчивая точка зрения, что преобразование частоты обязано разогреву свободных электронов излучением и связанному с ним росту подвижности в условиях рассеяния на ионизованных примесных центрах? Для объяснения этого заблуждения имеется несколько причин. Первая состоит в том, что (как и при

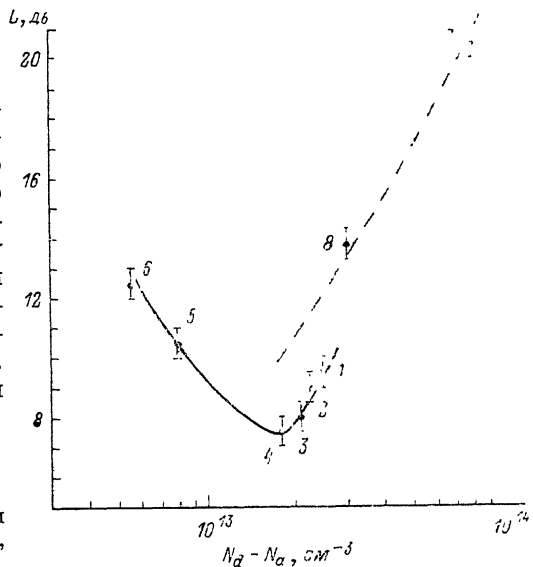


Рис. 8. Зависимость потерь преобразования от  $N_d - N_a$  для образцов 1—6 при  $T = 1.6 \text{ К}$ ,  $H = 4 \text{ кЭ}$  и образцов 7, 8 [7, 8].

рассмотрении аналогичных эффектов в режиме видеодетектирования) первые практические устройства были созданы более 20 лет назад, когда совокупность явлений, обязанных примесным состояниям в  $n\text{-InSb}$  [9], была неясна. Роль компенсации примесей, определяющим образом влияющая на спектр примесных состояний (см. [21] и ссылки там), тогда вообще не была изучена. Вторая причина состоит, по-видимому, в том, что использование образцов с предельной очисткой и значительной компенсацией примесей ( $K \geq 0.8$ ) началось значительно позже, при проведении работ по оптимизации приемных элементов. Ведь рассмотренная в настоящей статье ситуация соответствует именно лучшим условиям преобразования частоты. При уменьшении компенсации (особенно при  $K < 0.5$  и  $N_d - N_a > 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) концентрация свободных электронов уже достаточно велика и должен работать разогрешный механизм смешения, потери преобразования в котором велики [8]. Отметим, что в пользу разогрешной модели, на первый взгляд, свидетельствует достаточно хорошее совпадение экспериментальных значений  $L$  с рассчитанными. Однако это благополучие кажущееся, поскольку используемый в [8] коэффициент нелинейности ВАХ  $C = (dR_B/dP)$  определяется по реальным ВАХ, а не рассчитан по теории [26] (здесь  $R_B$  — сопротивление образца,  $P$  — мощность СВЧ и постоянного тока на образце). Заметим, что в [26] вводится иной коэффициент нелинейности  $\beta = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(E^2)}$ , который может быть рассчитан для любого механизма рассеяния энергии в  $n\text{-InSb}$ , при этом  $C \approx -\beta R_B^2 l^{-2}$  ( $l$  — длина образца). В слабо компенсированном  $n\text{-InSb}$  наблюдается совпадение теоретических и экспериментальных

<sup>1</sup> Цифрами 7 и 8 обозначены образцы из работ [7, 8], где  $L$  измерено в отсутствие  $H$ .

значений  $\beta$ , которое однако нарушается при  $K > 0.8$ , причем если экспериментально наблюдаемое  $\beta_s$  существенно падает с  $K$ , то теоретическое — незначительно. Так, при  $K \approx 0.8-0.9$  и  $T=4.2$  К  $\beta_s \approx 10-20$  см<sup>2</sup>/В<sup>2</sup>, а теоретическое  $\beta_s \approx 300$  см<sup>2</sup>/В<sup>2</sup>. Приблизительно такого же различия можно ожидать и для значений  $C$ . Поскольку, согласно [8],  $L \sim 1/C^2$ , по нашим оценкам, даже в случае согласования смесителя по ПЧ и при  $2\pi\nu_{\text{пр}}\tau \ll 1$  минимальные теоретические потери преобразования при  $T=4.2$  К должны составить  $L_{\text{мин}} \approx 18$  дБ, а не 12 дБ, как приводится в [8].

Таким образом, теоретические значения  $L$  при последовательном применении разогретой модели должны быть больше приводимых в литературе и, главное, превышают экспериментальные значения  $L$ .

### Список литературы

- [1] Арчер Д. У. // ТИИЭР. 1985. Т. 73. В. 1. С. 119—142.
- [2] Phillips T. G., Woody D. P. // Annu. Rev. Astronomy Astrophys. 1982. V. 20. P. 285—323.
- [3] Blaney T. G. // An overview in Infrared and Millimeter Waves. 1980. V. 3. P. 2—67.
- [4] Agrams F., Allan C., Peyton B., Sard E. // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 612—622.
- [5] Филлипс Т. Г., Джеффертс К. Б. // Приборы для научных исследований. 1973. Т. 44. В. 44. С. 81—88.
- [6] Van Vliet A. H. F., De Graauw Th., Lidholm S., Van De Stadt H. // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1982. V. 3. N 6. P. 825—837.
- [7] Whalen J. J., Westage C./R. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1970. V ED-17. P. 310—319.
- [8] Whalen J. J., Westage C. R. // Proceeding of the Symposium on Submillimeter Waves. 1970. P. 305—320.
- [9] Гальперин Ю. М., Гершензон Е. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 3—24.
- [10] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 1. С. 238—250.
- [11] Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. В. 10. С. 2045—2053.
- [12] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Дзарданов А. Л., Елантьев А. И., Карпов А. В., Левитес А. А., Окунев О. В., Плохова Л. А., Потоскуев С. Э. // Тез. докл. 17 Всес. конф. «Радиоастрономическая аппаратура». Ереван, 1985. С. 118—119.
- [13] Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. П. Радиотелескопы и радиометры. М., 1973. 415 с.
- [14] Гершензон Е. М., Ивлева В. С., Куриленко И. Н., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 1982—1987.
- [15] Арендарчук В. В., Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 6. С. 2387—2398.
- [16] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 3. С. 701—707.
- [17] Miyazawa H., Ikoma H. // J. Phys. Soc. 1967. V. 23. N 1. P. 290—305.
- [18] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 5. С. 1757—1770.
- [19] Гершензон Е. М., Исмаилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Мельников А. П. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 3 (9). С. 1083—1097.
- [20] Смирнова О. И., Годик Э. Э., Гонтарь А. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 869—875.
- [21] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [22] Гершензон Е. М., Грачев С. А., Литвак-Горская Л. Б. // Тез. докл. 12 Всес. конф. по физике полупроводников. Киев, 1990. С. 51—52.
- [23] Гершензон Е. М., Ильин В. А., Литвак-Горская Л. Б. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 2. С. 295—300.
- [24] Мотт Н. Ф., Дэвис Э. А. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974. 472 с.
- [25] Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинамирование М., 1985. 288 с.
- [26] Коган Ш. М. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 2. С. 475—484.