

УДК 537.533.2

ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПОЛЕВУЮ ЭМИССИЮ InSb *n*-ТИПА

С. И. Баранчук, Н. В. Милешкина, Е. А. Семькина

Исследована фоточувствительность полевой электронной эмиссии InSb. Для катодов из *n*-InSb обнаружено уменьшение эмиссионного тока при освещении в отличие от обычной фоточувствительности полупроводниковых эмиттеров. Закономерности обнаруженного эффекта позволяют связать его с двумерным квантованием электронного газа в приповерхностной области антимонида индия в условиях отбора эмиссионного тока. Приводятся данные численного расчета энергетического спектра электронов в приповерхностной области полупроводника, подтверждающие предложенную интерпретацию обнаруженного эффекта.

В [1, 2] сообщалось о возможности получения фоточувствительной полевой эмиссии антимонида индия *p*-типа.

В настоящей работе исследована полевая электронная эмиссия монокристаллов InSb *n*-типа. Эмиттеры игольчатого типа с удельным сопротивлением $\rho = 430 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при 77 К обрабатывались в полирующем травителе СР-4А. Удаление естественного окисла с эмиттирующей поверхности проводилось полевым испарением при давлении остаточных газов $P = 10^{-9}$ Тор. Освещение кристалла проводилось через германиевые и сапфировые окна экспериментального прибора светом от широкодиапазонного источника — глобара и трехмодового лазера ЛГ-126.

Эмиссионный ток с неочищенной поверхности отличался нестабильностью, нерегулярным расположением эмиссионных центров по поверхности, отсутствием термо- и фоточувствительности (рис. 1, прямая 1, разброс значений тока показан значком погрешности). После очистки стабильность тока существенно возрастала, появлялась зависимость тока от температуры освещения. Термочувствительность имела обычный для полупроводниковых эмиттеров вид, т. е. эмиссионный ток при охлаждении уменьшался (рис. 1, прямые 1 и 3). Однако освещение кристалла приводило к неожиданному результату: эмиссионный ток уменьшался ($\Delta I < 0$), причем этот эффект наблюдался как при $T = 80 \text{ К}$ (T — температура эмиттера), так и при $T = 300 \text{ К}$ (рис. 1, прямые 2 и 3, 4 и 5).

Абсолютная величина фототока ($|\Delta I|$) существенно зависела от температуры эмиттера и поля у его поверхности. Эффект аномальной фоточувствительности полевой эмиссии (АФПЭ) возрастал с уменьшением температуры и напряженности поля у поверхности эмиттера.

Ватт-амперная характеристика АФПЭ приведена на рис. 2. Видно, что как при $T = 80 \text{ К}$, так и при $T = 300 \text{ К}$ обнаруженный эффект носит ярко выраженный пороговый характер: заметное уменьшение эмиссионного тока происходит лишь при освещенности $W = 0.05 \text{ Вт/см}^2$ и очень быстро достигает насыщения.

Спектральный максимум АФПЭ, как было установлено с помощью набора интерференционных фильтров и лазера ЛГ-126 ($\lambda = 0.63, 1.19$ и 3.39 мкм), находился в области $2.6\text{--}2.8 \text{ мкм}$ при $T = 80 \text{ К}$ и в области $2.3\text{--}3.4 \text{ мкм}$ при $T = 300 \text{ К}$, а не в области края собственного поглощения кристалла, что характерно для обычной фоточувствительности полевой эмиссии.

Геометрическое положение области максимальной fotocувствительности определялось с помощью светового зонда ($\lambda = 1.19$ мкм, $l = 0.1$ мм). Измерения показали, что эффект АФПЭ возрастает при перемещении зонда к вершине эмиттера.

Переходя к обсуждению полученных результатов, следует отметить, что явление, аналогичное обнаруженной АФПЭ n -InSb, ранее для полупроводниковых эмиттеров не наблюдалось. Это явление не может быть связано с отрицательной фотопроводимостью n -InSb [3], наблюдающейся в ином спектральном и температурном интервале.

Непротиворечивую интерпретацию наблюдавшегося явления можно полу-

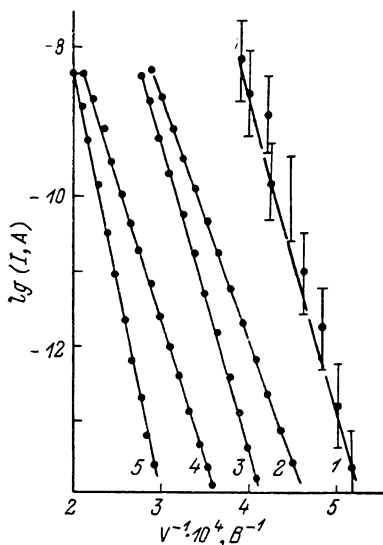


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики эмиссионного тока.

1 — эмиссия с неочищенной поверхности, поверхность очищена T , K и W отн. ед.: 2 — 300 и 0, 3 — 300 и 5, 4 — 80 и 0, 5 — 80 и 5.

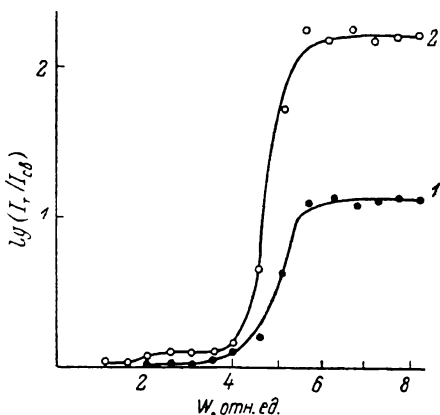


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики АФПЭ.

T , К: 1 — 300, 2 — 80.

чить с привлечением модели квантования электронного газа у поверхности, на возможность реализации которой в условиях полевой электронной эмиссии полупроводников впервые указывалось в [4].

Для оценки условий возникновения квантово-механических эффектов при эмиссии n -InSb нами выполнен численный расчет хода потенциала в приповерхностной области антимонида индия и комплексного спектра энергии электронов зоны проводимости для найденной формы приповерхностной потенциальной ямы.

Для потенциала $V(z)$ у поверхности одномерное уравнение Пуассона записывалось в виде

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{e^2}{\epsilon_0 x} (n - n(z)). \quad (1)$$

граничные условия с учетом заряда поверхностных состояний

$$\left. \frac{dV(z)}{dz} \right|_{z=0} = \left(-\frac{\sigma}{\epsilon_0} + E \right) \frac{1}{x}, \quad (2)$$

где σ — плотность заряда в поверхностных состояниях; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; E — напряженность поля, приложенного к образцу; x — диэлектрическая проницаемость; n и $n(z)$ — концентрация положительно заряженных (ионизованных) доноров и свободных электронов

$$n(z) = \frac{(2m(0)k_B T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\epsilon_{\max}} \left(-\frac{df_0}{dy} \right) (y + \beta y^2)^{3/2} dy, \quad (3)$$

где f_0 — функция распределения Ферми—Дирака, $m(0)$ — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, $\beta = k_B T / \epsilon_0$ — параметр непараболичности, ϵ_0 — ширина запрещенной зоны, ϵ_{\max} — высота барьера Шоттки,

$$\epsilon_{\max} = \varphi_0 - (r_D^2 [(x-1)(x+1)] E)^{1/2},$$

φ_0 — электронное сродство.

Краевая задача для уравнения Пуассона (1)—(3) численно решена методом Рунге—Кутты 4-го порядка точности.

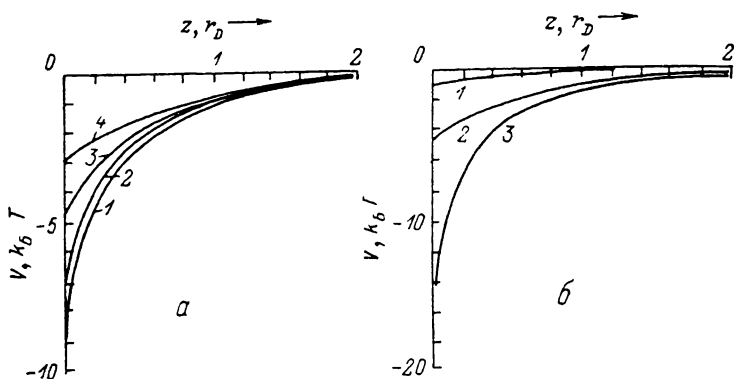


Рис. 3. Потенциальные кривые, рассчитанные для n -InSb в зависимости от концентрации носителей тока при $E = 10^8$ В/см (а), и от напряженности поля при $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ (б).

Получена зависимость глубины проникновения поля в полупроводник и величины приповерхностного изгиба зон от степени легирования в широком интервале изменения концентрации носителей тока: от $n = 10^{14}$ до 10^{17} см $^{-3}$. Ход приповерхностного потенциала для n -InSb представлен на рис. 3 в безразмерных координатах, в качестве единицы длины используется радиус Дебая r_D , единицы энергии — $k_B T$ (~ 0.025 эВ). Результаты приведены для плотности поверхностных состояний $\sigma/e = 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.

Таблица 1

Значения радиуса Дебая и химического потенциала, соответствующие потенциальным кривым (рис. 3, а)

№ кривой	n , см $^{-3}$	r_D , Å	ξ , $k_B T$
1	10^{14}	5000	-7.8
2	10^{15}	1500	-5.5
3	10^{16}	460	-3.1
4	10^{17}	150	-0.7

Таблица 2

Энергетический спектр подзон n -InSb для $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ (в ед. $k_B T$)

№ кривой	E, В/см		
	10^5	10^6	10^7
1	0.79	2.31	11.71
2	1.06	3.37	13.78
3	—	3.97	14.56

Соответствующие рис. 3 значения химического потенциала и радиуса Дебая приведены в табл. 1.

Результаты расчета использовались для количественной оценки величины $n(z)$ при различных значениях эмиссионного электрического поля и оценки напряженности поля, соответствующего потенциалу плоских зон.

Действительные значения рассчитанного энергетического спектра электронов зоны проводимости n -InSb в области проникновения поля для распределения потенциала, приведенного на рис. 3, б, представлены в табл. 2. Отсчет энергии дискретных уровней и их нумерация проведены от дна потенциальной «яммы». Краевая задача для уравнения Шредингера при найденном $V(z)$ решалась численно, методом конечных разностей

с помощью итерационной методики, предложенной для расчета комплексного спектра оператора Гамильтона при заданном потенциале [5].

Как видно из табл. 2, заметный квантовый размерный эффект для $n\text{-InSb}$ наблюдается при $E \geq 10^6$ В/см. Значение критического поля для наблюдения эффекта, положение энергетических уровней и их число существенно зависят от концентрации носителей тока, при $n=10^{16}$ см⁻³ расстояние между уровнями уже не превышает величину $k_B T$, кр. 3, рис. 3, а, а при незначительном увеличении концентрации ($n \geq 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³) энергетический спектр становится практически сплошным (табл. 1).

Появление дискретных уровней в области приповерхностной потенциальной «ямы», как указывалось в [6], уменьшает эффективную работу выхода полупроводника при полевой эмиссии.

Снижение электронного сродства ϕ_0 в условиях квантования электронного газа приводит к увеличению эмиссионного тока по сравнению с величиной, определяемой эмиссией со дна зоны проводимости. При достаточной интенсивности светового потока условия квантования в результате роста концентрации носителей в приповерхностной области могут нарушаться (табл. 1, 2). Эффективная работа выхода при снятии квантования возвращается к значению, определяемому электронным сродством полупроводника, и эмиссионный ток уменьшается при том же значении напряженности внешнего поля.

Эта модель удовлетворительно объясняет основные закономерности АФПЭ. Действительно, высокие пороговые значения освещенности, необходимые для наблюдения эффекта (рис. 2), объясняются необходимостью создания высокого уровня генерации носителей тока для нарушения условий возникновения квантовых размерных эффектов в приповерхностной области кристалла (например, для $E=10^6$ В/см, $n=3 \cdot 10^{16}$ см⁻³).

В пользу предложенной модели возникновения АФПЭ свидетельствует также возрастание наклона вольт-амперных характеристик при освещении эмиттера. Соответствующее изменение эффективной работы выхода, определяемое по изменению угла наклона ВАХ, составляет 0.5 эВ, для прямых 2 и 3 рис. 2. Расчетные значения (табл. 2, столбец 3), дают величину 0.4 эВ.

Локализация области АФПЭ непосредственно вблизи эмиттирующей поверхности (в отличие от фоточувствительности полупроводников p -типа, имеющих протяженную область фоточувствительности, достигающую 1 мм [7]) также показывает эффективность генерации носителей в области квантования, у поверхности полупроводника.

Не противоречит предложенной модели аномальной фоточувствительности полевой эмиссии и спектральная область ее проявления: в условиях квантования энергетического спектра электронного газа, энергия квантов, вызывающих эффект, превышает ширину запрещенной зоны в объеме полупроводника. Экспериментально наблюдаемое смещение максимума фоточувствительности эмиссии на 3 мкм находится в хорошем согласии с расчетом (табл. 2).

Л и т е р а т у р а

- [1] Баранчук С. И., Милешкина Н. В. ФТТ, 1981, т. 23, № 10, с. 2941—2945.
- [2] Баранчук С. И., Милешкина Н. В. Изв. АН СССР, 1982, т. 46, № 7, с. 1364—1366.
- [3] Исмаилов И. М., Наследов И. Д., Сметанникова Ю. С. ФТТ, 1969, т. 3, № 5, с. 550—553.
- [4] Stern F., Howard W. E. Phys. Rev., 1967, vol. 163, N 3, p. 816—835.
- [5] Семькина Е. А. Вестник ЛГУ, 1985, № 11, с. 83—85.
- [6] Милешкина Н. В., Семькина Е. А. Деп. в ВИНТИ 30.07.87, № 5717—В87 деп., Л., 1987. 15 с.
- [7] Бундза Б. Д., Стеценко Б. В. Изв. АН СССР, 1976, т. 40, № 8, с. 1589—1594.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова
НИИФ
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 января 1987 г.
В окончательной редакции
18 сентября 1987 г.