07

Анализ и сопоставление характеристик неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона в рамках обобщенной теоретической модели

© С.А. Королев

Институт физики микроструктур РАН,
603087 Афонино, Нижегородская обл., Россия
e-mail: pesh@ipm.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 23 августа 2023 г.
В окончательной редакции 5 апреля 2024 г.
Принято к публикации 5 апреля 2024 г.

В рамках обобщенной теоретической модели неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона проведен анализ и сопоставление их достижимых характеристик. В основе подхода лежит туннельная модель токопереноса. Рассмотрена одномерная структура, состоящая из полупроводникового/диэлектрического барьерного слоя, расположенного между двумя электродами. Рассеяние носителей заряда в барьерном слое предполагается несущественным. Теоретически исследовано прямое детектирование слабого сигнала миллиметрового диапазона. Получены выражения для тока, проводимости, параметра квадратичной нелинейности диода. Определены возможные семейства рассматриваемого класса детекторов, проанализированы их достижимые характеристики. Показано, что все детекторы рассматриваемого класса можно разделить на два семейства с качественно различным поведением параметра квадратичной нелинейности в зависимости от проводимости диода. Получено, что ампер-ваттная чувствительность диодов первого семейства не может превышать 20 A/W, а для диодов второго семейства она может достигать ~ 500 A/W, однако это значение значительно ниже в условиях нулевого смещения, когда для диодов второго семейства практически можно получить только значение ~ 30 A/W.

Ключевые слова: миллиметровые волны, прямое детектирование, неохлаждаемый диодный детектор, полупроводниковая структура, туннельная модель токопереноса.

DOI: 10.61011/JTF.2024.06.58129.204-23

Введение

Неохлаждаемые детекторы миллиметрового диапазона широко используются для решения ряда научных и практических задач, таких, как радиовидение [1,2], спектроскопия [3], диагностика материалов [4], беспроводная передача мощности [5] и др.

В общем случае детектор представляет собой один или несколько нелинейных элементов, включенных в линию передачи [6]. В качестве линии передачи может выступать металлический волновод, копланарная линия, антенна. Нелинейный элемент преобразует высокочастотный сигнал в сигнал низкой частоты.

При описании детектирующих свойств нелинейных элементов удобно отдельно рассматривать элементы с различным числом электродов: двумя (диоды), тремя и т. д. Среди детекторных диодов миллиметрового диапазона наиболее универсальным и распространенным является диод с барьером Шоттки [7]. Активно разрабатываются и используются и другие типы диодов: обращенный [8], резонансно-туннельный [9], гетеробарьерный [10] и др. Последние два–три десятилетия были отмечены успехами в создании детектора миллиметровых волн на основе полевого транзистора [11], который является примером трехэлектродного нелинейного элемента.

Разнообразие детекторных диодов порождает необходимость их классификации с целью сопоставления достижимых характеристик и анализа возможности использования для решения конкретных практических задач. Имеющиеся на сегодняшний день работы обзорного характера [12,13] концентрируются на перечислении известных типов диодов и их реализаций без анализа внутренней связи между механизмами электронного транспорта рассматриваемого класса приборов. Это заставляет задуматься о возможности существования других типов детекторных диодов и, таким образом, считать приводимые в обзорных работах сведения неполными.

Целью настоящей работы является разработка подхода к классификации и анализу достижимых характеристик возможных семейств неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона, основанного на использовании единой теоретической модели.

1. Теоретическая модель

Рассматривается одномерная структура, которая может включать как диэлектрические/полупроводниковые, так и металлические слои. Первый и последний слои выступают в качестве электродов, т. е. являются хорошо проводящими слоями, изготовленными либо из сильнолегированного полупроводника, либо из металла. Проводимость электродов такова, что падением напряжения на них можно пренебречь по сравнению с падением напряжения на промежуточных слоях, которые в совокупности можно назвать барьерным слоем. Подразумевается, что структура является кристаллической. Однако результаты работы не изменятся, если диэлектрические и металлические слои будут аморфными.

Выражение для плотности тока в одномерной кристаллической структуре имеет следующий общий вид [14]:

$$j=-e\sum_{n=1}^{N(z)}\int\limits_{V_{\mathbf{k}}(z)}\frac{d\mathbf{k}}{4\pi^3}v(n,\mathbf{k},z)g(n,\mathbf{k},z), \quad (1)$$

где $v(n,\mathbf{k},z)$ — скорость электрона; $g(n,\mathbf{k},z)$ — функция распределения, определяемая таким образом, что величина $\frac{dz\,d\mathbf{k}}{4\pi^3}g(n,\mathbf{k},z)$ равна числу электронов на единицу площади в n-й разрешенной энергетической зоне в элементе объема фазового пространства $dz\,d\mathbf{k}$ с центром в точке z, $\mathbf{k}$; e — элементарный заряд; $\mathbf{k}$ — волновой вектор; z — пространственная координата. Суммирование проводится по всем разрешенным энергетическим зонам от 1 до $N(z)$. Интеграл берется по всем значениям волнового вектора в первой зоне Бриллюэна $V_{\mathbf{k}}(z)$.

Пусть граница между первым электродом и барьерным слоем имеет координату $z=0$, а граница между вторым электродом и барьерным слоем — координату $z=d$, где d — толщина барьерного слоя. Значения плотности тока в электродах в сколь угодно малой близости от указанных границ в соответствии с формулой (1) даются следующими выражениями:

$$j=-e\int\limits_{V_{\mathbf{k},1}}\frac{d\mathbf{k}}{4\pi^3}v_1(\mathbf{k})g_1(\mathbf{k}), \quad (2a)$$

$$j=-e\int\limits_{V_{\mathbf{k},2}}\frac{d\mathbf{k}}{4\pi^3}v_2(\mathbf{k})g_2(\mathbf{k}), \quad (2b)$$

где нижние индексы 1 и 2 нумеруют электроды. Перенос заряда в электродах определяется единственной энергетической зоной, поэтому в выражениях (2a) и (2b) исключено суммирование по n.

Представим интеграл по трехмерной области $V_{\mathbf{k},1(2)}$ в виде интеграла по двумерной области $S_{\mathbf{k}_\perp,1(2)}$ и интеграла по одномерной области $L_{k_z,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)$, где $\mathbf{k}_\perp$ — проекция волнового вектора на плоскость, перпендикулярную оси z, k_z — проекция волнового вектора на направление вдоль оси z. Учитывая, что $v_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,k_z)=-v_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,-k_z)$ [14], получим выражение

$$j=-\frac{e}{4\pi^3}\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp,1(2)}}d\mathbf{k}_\perp\int\limits_{L^+_{k_z,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)}dk_z v_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,k_z)$$
$$\times\left[g_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,k_z)-\bar{g}_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,k_z)\right], \quad (3)$$

где $\bar{g}_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,k_z)=g_{1(2)}(k_\perp,-k_z)$, $L^+_{k_z,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)$ — подмножество $L_{k_z,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)$, удовлетворяющее условию $k_z>0$.

По определению скорость электрона $v(\mathbf{k}_\perp,k_z)=dE(\mathbf{k}_\perp,k_z)/d(\hbar k_z)$ [14], где $E(\mathbf{k}_\perp,k_z)$ — энергия электрона, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка. После подстановки выражения для скорости в формулу (3) и перехода от интегрирования по k_z к интегрированию по E получим следующее выражение для плотности тока:

$$j=-\frac{e}{4\pi^3\hbar}\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp,1(2)}}d\mathbf{k}_\perp\int\limits_{L_{E,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)}dE\left[g_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,E)\right.$$
$$\left.-\bar{g}_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,E)\right]. \quad (4)$$

При выводе выражения (4) было сделано предположение, что энергия E является взаимно-однозначной функцией k_z, т. е. перенос заряда в электродах определяется электронами, находящимися в одной долине. В случае, когда в процессе переноса заряда в электродах участвует несколько эквивалентных долин, величину тока следует умножить на соответствующее число долин.

Далее будем полагать, что электроны, налетающие на барьерный слой, находятся в состоянии термодинамического равновесия, т. е.

$$g_1(\mathbf{k}_\perp,E)=f_1(E), \quad (5a)$$

$$\bar{g}_2(\mathbf{k}_\perp,E)=f_2(E), \quad (5b)$$

где $f_{1(2)}(E)$ — функция распределения Ферми–Дирака.

Чтобы найти функцию распределения электронов, вылетающих из барьерного слоя, будем считать, что в барьерном слое рассеяние несущественно, либо отсутствует полностью. То есть выполняется условие сохранения проекции волнового вектора электрона $\mathbf{k}_\perp$ и его энергии E при прохождении электроном барьерного слоя. Тогда могут быть получены следующие выражения:

$$\bar{g}_1(\mathbf{k}_\perp,E)=(1-P_1(\mathbf{k}_\perp,E))f_1(E)+P_1(\mathbf{k}_\perp,E)f_2(E), \quad (6a)$$

$$g_2(\mathbf{k}_\perp,E)=(1-P_2(\mathbf{k}_\perp,E))f_2(E)+P_2(\mathbf{k}_\perp,E)f_1(E), \quad (6b)$$

где $P_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,E)$ — вероятность прохождения электрона с исходными параметрами $(\mathbf{k}_\perp,E)$ из электрода 1(2) в электрод 2(1). После подстановки выражений (5a), (5b) и (6a), (6b) в (4) находим

$$j=-\frac{e}{4\pi^3\hbar}\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp,1(2)}}d\mathbf{k}_\perp\int\limits_{L_{E,1(2)}(\mathbf{k}_\perp)}dE\left[f_1(E)\right.$$
$$\left.-f_2(E)\right]P_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp,E). \quad (7)$$

Накладываемые условия на свойства функции распределения в электродах (5a), (5b) и (6a), (6b), а также условие отсутствия рассеяния в барьерном слое, фактически сводят рассматриваемую модель токопереноса к туннельной модели [15] с дополнительным упрощающим предположением о сохранении проекции волнового вектора $\mathbf{k}_\perp$ при прохождении электрона через барьерный слой.

Поскольку $\mathbf{k}_\perp$ и E сохраняются при прохождении электрона через барьерный слой, вне множества $S_{\mathbf{k}_\perp} = S_{\mathbf{k}_\perp,1} \cap S_{\mathbf{k}_\perp,2}$ или $L_E(\mathbf{k}_\perp) = L_{E,1}(\mathbf{k}_\perp) \cap L_{E,2}(\mathbf{k}_\perp)$ тождественно должно выполняться равенство $P_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp, E) = 0$. Принимая во внимание указанные условия, можно переписать (7) в удобном для дальнейшего анализа виде

$$j = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \Bigg\{ \int\limits_{L_{E,2}(\mathbf{k}_\perp)} dE\, f_2(E) P_2(\mathbf{k}_\perp, E) - \int\limits_{L_{E,1}(k_\perp)} dE\, f_1(E) P_1(\mathbf{k}_\perp, E) \Bigg\}. \qquad (8)$$

Начиная с выражения (8), будем отсчитывать энергию электрона в электроде от уровня Ферми в данном электроде; в этом случае $f_1(E) = f_2(E) \equiv f(E)$.

Для вычисления дифференциальной проводимости структуры $G = dj/dV$ необходимо установить форму зависимости тока от напряжения $j(V)$. Заметим, что области интегрирования, так же как и функция распределения в (8) не зависят от приложенного напряжения. Зависимой величиной является только вероятность прохождения электрона через барьерный слой $P_{1(2)}(\mathbf{k}_\perp, E, V)$. Представим данную функцию в виде одиночного прямоугольного импульса

$$P_i(\mathbf{k}_\perp, E, V) = \theta(E - E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp, V)) - \theta(E - E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp, V)), \qquad (9)$$

где $\theta(E - E_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp, V))$ — функция Хевисайда, $E_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp, V)$ — нижняя и верхняя границы разрешенной для перехода через барьерный слой области энергии, $i = \{1, 2\}$. Будем считать, что положение границ линейно зависит от приложенного напряжения:

$$E_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp, V) = E_{i,s(f),0}(\mathbf{k}_\perp) + \alpha_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) eV, \qquad (10)$$

где

$$E_{i,s(f),0}(\mathbf{k}_\perp) = E_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp, 0),$$
$$\alpha_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) = dE_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp, V)/d(eV),$$

при этом

$$\alpha_{1,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) \geq 0, \quad \alpha_{2,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) \leq 0,$$
$$|\alpha_{1,s(f)}(\mathbf{k}_\perp)| + |\alpha_{2,s(f)}(\mathbf{k}_\perp)| = 1.$$

Дифференцируя (8) по напряжению с учетом (9) и (10) и проводя интегрирование по энергии, находим

$$G = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} \big\{ |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)\big) - |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)\big) \big\}. \qquad (11)$$

В выражении (11) подразумевается, что для тех $\mathbf{k}_\perp$, для которых $E_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) \notin L_{E,i}(\mathbf{k}_\perp)$, параметр $\alpha_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp) = 0$.

Аналогично находим параметр квадратичной нелинейности $\beta = (d^2j/dV^2)/(dj/dV)$:

$$\beta = e \frac{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} (-1)^i \{ |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)|^2 f'(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)) - |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)|^2 f'(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)) \}}{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum\limits_{i=1}^{2} \{ |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)| f(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)) - |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)| f(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)) \}}. \qquad (12)$$

В (12) введено обозначение $f'(E) = -\frac{d}{dE} f(E)$.

Остановим наше внимание на коэффициентах $\alpha_{i,s(f)}(\mathbf{k}_\perp)$, появляющихся в выражениях (11) и (12) при использовании приближения линейной зависимости границ разрешенной для перехода электронов области энергий от приложенного напряжения (10). В некоторых частных случаях это действительно так, например, когда энергетическая граница является границей энергетической зоны электрода. В случаях же нелинейной зависимости вводимое линейное приближение (10) основывается на условии слабого входного сигнала, характерного для режима детектирования диода (см. ниже).

2. Классификация детекторов и анализ их характеристик

В условиях слабого входного сигнала V_{RF}, когда выполнено соотношение $V_{RF} \ll 1/\beta$, основными параметрами, характеризующими чувствительность детектора, являются дифференциальная проводимость G и параметр квадратичной нелинейности β. Данный режим работы прибора называется квадратичным детектированием. При превышении порогового значения уровня сигнала $V_{RF,USL} \sim 1/\beta$ чувствительность квадратичного детектора начинает уменьшаться, что связано с дополнительным поглощением мощности принимаемого сигнала на нелинейности вольт-амперной характеристики третьей степени [16].

Анализ выражений (11) и (12) показывает, что все детекторы можно разделить на два семейства с качественно отличными свойствами. Первое семейство детекторов удовлетворяет следующему условию:

$$\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)\big) \gg \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)\big), \qquad (13a)$$

или

$$\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)|\big(1 - f\big(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)\big)\big)$$

$$\gg \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)|\big(1 - f\big(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)\big)\big). \qquad (13b)$$

Следствием наложенных условий является то, что проводимость барьерного слоя определяется только нижними (выражение (13a)) или только верхними (выражение (13b)) границами разрешенных для перехода через барьерный слой интервалов энергий электронов. Условие (13a) относится к электронной проводимости; условие (13b) — к дырочной проводимости структуры. Далее для определенности будем рассматривать случай электронной проводимости.

При выполнении условия (13a) максимальное (положительное) значение параметра квадратичной нелинейности β достигается при $\alpha_{1,s}(\mathbf{k}_\perp) = 0\,(|\alpha_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)| = 1)$ и $\alpha_{2,f}(\mathbf{k}_\perp) = 0\,(|\alpha_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)| = 1)$. При противоположных значениях $\alpha_{1(2),s(f)}(\mathbf{k}_\perp)$ достигается такое же по абсолютному значению, но противоположное по знаку значение β. Будем рассматривать случай положительного значения параметра β. Учтем также, что в практически реализуемых структурах, удовлетворяющих условию (13a), $\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp f'\big(E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)\big) \ll \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp f'\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big)$. В итоге для первого семейства детекторов мы получим следующие выражения:

$$G = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp f\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big), \qquad (14a)$$

$$\beta = e\frac{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp f'\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big)}{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp f\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big)}. \qquad (14b)$$

Своего наибольшего значения β достигает при условии

$$E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp) \gg k_B T, \qquad (15)$$

где T — температура структуры, k_B — постоянная Больцмана. В этом случае

$$G \ll \frac{e^2 m_\perp^* k_B T}{2\pi^2\hbar^3}, \qquad (16a)$$

$$\beta = \frac{e}{k_B T}, \qquad (16b)$$

где $m_\perp^*$ — эффективная масса электрона в барьерном слое.

Второе семейство детекторов характеризуется условием, противоположным (13a) и (13b), а именно

$$\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,s}(\mathbf{k}_\perp)\big)$$

$$\sim \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \sum_{i=1}^{2} |\alpha_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)| f\big(E_{i,f}(\mathbf{k}_\perp)\big). \qquad (17)$$

Таким образом, проводимость G может обращаться в нуль и принимать отрицательные значения. Поскольку отрицательная дифференциальная проводимость является неустойчивым состоянием электронного прибора, она не может быть использована для детектирования сигналов. В связи с этим будем рассматривать только области параметров с $G > 0$.

Для второго семейства детекторов максимальное (положительное) значение параметра квадратичной нелинейности достигается также при $\alpha_{1,s}(\mathbf{k}_\perp){=}0$ $(|\alpha_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)|{=}1)$ и $\alpha_{2,f}(\mathbf{k}_\perp){=}0$ $(|\alpha_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)|{=}1)$. Выражения (11) и (12) при этом запишутся в следующем виде:

$$G = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \big\{ f\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big) - f\big(E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)\big)\big\}, \qquad (18a)$$

$$\beta = e\frac{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \big\{ f'\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big) + f'\big(E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)\big)\big\}}{\int\limits_{S_{\mathbf{k}_\perp}} d\mathbf{k}_\perp \big\{ f\big(E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)\big) - f\big(E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)\big)\big\}}. \qquad (18b)$$

Числитель в выражении для β достигает наибольшего значения при следующих условиях:

$$\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{2(1),s(f)}(\mathbf{k}_\perp) < 0, \quad |\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{2(1),s(f)}(\mathbf{k}_\perp)| \gg k_B T, \qquad (19a)$$

$$\max_{\mathbf{k}_\perp} E_{2(1),s(f)}(\mathbf{k}_\perp) > 0, \quad |\max_{\mathbf{k}_\perp} E_{2(1),s(f)}(\mathbf{k}_\perp)| \gg k_B T. \qquad (19b)$$

В этом случае

$$G = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar^3}\{m_{\perp,1}^* |\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)| - m_{\perp,2}^* |\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)|\}, \qquad (20a)$$

$$\beta = \frac{e^3(m_{\perp,1}^* + m_{\perp,2}^*)}{2\pi^2\hbar^3 G} \equiv \frac{H}{G}, \qquad (20b)$$

где $H = e^3(m_{\perp,1}^* + m_{\perp,2}^*)/(2\pi^2\hbar^3)$, $m_{\perp,1(2)}^*$ — эффективная масса носителей заряда в плоскости, перпендикулярной оси z в первом (втором) электроде. Заметим, что проводимость G может независимо от H менять свое значение в широких пределах за счет изменения $|\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)|$ и $|\min_{\mathbf{k}_\perp} E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp)|$.

С использованием найденных выражений для G и β проанализируем ампер-ваттную чувствительность первого и второго семейства детекторов. Ампер-ваттная чувствительность S_I для квадратичного детектора может быть записана в следующем виде [16]:

$$S_I = \frac{\beta}{2}\frac{1}{1 + r_s G + (2\pi f c)^2 r_s / G}, \qquad (21)$$

где c — емкость барьерного слоя на единицу площади, r_s — последовательное сопротивление к барьерному слою на единицу площади, f — частота детектируемого сигнала.

Для первого семейства детекторов при выполнении условия (16a) параметр квадратичной нелинейности β не зависит от проводимости G. В этом случае ампер-ваттная чувствительность (21) достигает своего максимума при

$$(2\pi f c)^2 r_s \ll G \ll \min\left\{\frac{e^2 m_\perp^* k_B T}{2\pi^2\hbar^3}, \frac{1}{r_s}\right\}, \tag{22a}$$

при этом

$$S_I = \frac{e}{2k_B T}. \tag{22b}$$

Оценим значения проводимости, удовлетворяющие условию (22a). Пусть $m_\perp^* \sim 0.1m_0$ [17], где m_0 — масса свободного электрона, $c \sim 1\,\text{fF}/\mu\text{m}^2$, $r_s \sim 100\,\Omega\cdot\mu\text{m}^2$ [7,10], $f \sim 100\,\text{GHz}$. Значение удельной емкости диода получено, исходя из формулы для емкости плоского конденсатора $c = \varepsilon_0\varepsilon/d$, где $d \sim 100\,\text{nm}$ [7,10], а $\varepsilon \sim 10$ [17] — диэлектрическая проницаемость барьерного слоя; ε_0 — электрическая постоянная. Пользуясь взятыми значениями величин, получим $4\cdot 10^{-5}\,1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2) \ll G \ll 10^{-2}\,1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2)$, откуда следует, что проводимость должна принимать значения $G \sim 10^{-4}$–$10^{-3}1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2)$). При этом ампер-ваттная чувствительность при комнатной температуре ($T = 293\,\text{K}$) равна $S_I = 19.8\,\text{A/W}$.

Для второго семейства детекторов ампер-ваттная чувствительность достигает своего максимума при

$$G \ll 2\pi f c\cdot\min\{1, 2\pi f r_s c\}, \tag{23a}$$

тогда

$$S_I = \frac{e^3(m_{\perp,1}^* + m_{\perp,2}^*)}{(2\pi)^4\hbar^3(fc)^2 r_s}. \tag{23b}$$

Для оценки значения проводимости, удовлетворяющего условию (23a), возьмем $c \sim 30\,\text{fF}/\mu\text{m}^2$, $r_s \sim 100\,\Omega\cdot\mu\text{m}^2$ [8,9,18], $f \sim 100\,\text{GHz}$. Отметим, что выбранное значение емкости в 30 раз больше соответствующего значения для приборов первого семейства, что объясняется различием в толщине барьерного слоя: выполнение условия (17) практически реализуемо только при туннельном механизме протекания тока, возможном при толщине барьерного слоя $d \sim 1$–$10\,\text{nm}$ [8,9,18]. После подстановки числовых значений в выражение (23a) получим $G \ll 2\cdot 10^{-2}\,1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2)$, из чего следует $G \lesssim 10^{-3}\,1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2)$. Значение ампер-ваттной чувствительности детекторов второго семейства при вышеуказанных значениях параметров и $m_{\perp,1(2)}^* \sim 0.1m_0$ [17] может быть оценено, как $S_I \sim 500\,\text{A/W}$, что примерно в 20–30 раз превышает достижимое значение ампер-ваттной чувствительности для детекторов первого семейства. При более детальном анализе, однако, может быть установлено, что полученное высокое значение ампер-ваттной чувствительности для детекторов из второго семейства может быть достигнуто только в режиме работы диода со смещением, когда физически реализуемо выполнение условий (19).

Определим максимально достижимое значение ампер-ваттной чувствительности детекторов, относящихся ко второму семейству, в режиме работы без смещения. Во-первых, заметим, что для диодов, работающих в данном режиме, $\max_{\mathbf{k}_\perp} E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp) = \min_{\mathbf{k}_\perp} E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp) \equiv E_0$. Во-вторых, можно показать, что параметр квадратичной нелинейности β является монотонно спадающей функцией параметра $\Delta E = \max_{\mathbf{k}_\perp} E_{1,f}(\mathbf{k}_\perp) - \min_{\mathbf{k}_\perp} E_{2,s}(\mathbf{k}_\perp)$, и при $\Delta E \to 0$ параметр $\beta \to \infty$. По этой причине сфокусируем наше внимание на случае

$$\Delta E \lesssim k_B T. \tag{24}$$

При выполнении данного условия из выражений (18a), (18b) найдем

$$G = \frac{e^2 m_\perp^* \Delta E^2}{(4\pi)^2\hbar^3 k_B T}, \tag{25a}$$

$$\beta = \frac{4e}{\Delta E} = e\sqrt{\frac{e^2 m_\perp^*}{\pi^2\hbar^3 k_B T G}} \equiv \frac{I}{\sqrt{G}}, \tag{25b}$$

где

$$I = e\sqrt{e^2 m_\perp^*/(\pi^2\hbar^3 k_B T)},$$
$$m_\perp^* = m_{\perp,1}^* m_{\perp,2}^*/(m_{\perp,1}^* + m_{\perp,2}^*).$$

Ампер-ваттная чувствительность (21) при этом достигает своего максимума, когда

$$G = \frac{\sqrt{1 + 12(2\pi f r_s c)^2} - 1}{6r_s} \lesssim \frac{e^2 m_\perp^* k_B T}{(4\pi)^2\hbar^3}, \tag{26a}$$

в этом случае

$$S_I = \frac{e}{4(1 + 2r_s G)}\sqrt{\frac{e^2 m_\perp^*}{\pi^2\hbar^3 k_B T G}}. \tag{26b}$$

Подставляя в (26a)

$$c \sim 30\,\text{fF}/\mu\text{m}^2, \quad r_s \sim 100\,\Omega\cdot\mu\text{m}^2 \text{ [8, 9, 18]},$$
$$f \sim 100\,\text{GHz}, \quad m_{\perp,1(2)}^* \sim 0.1m_0 \text{ [17]},$$

найдем $G \sim 0.9\cdot 10^{-2}\,1/(\Omega\cdot\mu\text{m}^2)$. Используя данное значение проводимости, из (26b) получим $S_I \sim 30\,\text{A/W}$. Таким образом, в режиме работы без смещения максимально достижимое значение ампер-ваттной чувствительности для детекторов, относящихся ко второму семейству, сопоставимо по порядку величины со значением, полученным для детекторов первого семейства (см. оценки выражений (22a), (22b)).

Отметим, что на этапе получения конечных выражений для проводимости, параметра квадратичной нелинейности и ампер-ваттной чувствительности, используемых для проведения количественных оценок, вводится

Оценочные значения характеристик неохлаждаемых детекторов миллиметрового диапазона, примеры конкретных типов диодов

Семейство	Режим работы	G, $1/(\Omega\cdot\mu\mathrm{m}^2)$	S_I, A/W	$Z, \Omega\cdot\mu\mathrm{m}^2$	$P_{RF,USL}, \mathrm{W}/\mu\mathrm{m}^2$	Примеры
1	Без смещения	$\sim 10^{-4}$–10^{-3}	~ 20	$\sim [300 - i1600]$–$[800 - i400]$	$\sim 3\cdot10^{-8}$–$3\cdot10^{-7}$	Диод с барьером Шоттки [7], гетеробарьерный диод [10]
	Со смещением					
2	Без смещения	$\sim 9\cdot10^{-3}$	~ 30	$\sim [120 - i40]$	$\sim 2\cdot10^{-7}$	Обращенный диод [8], резонансно-туннельный диод [9]
	Со смещением	$\lesssim 10^{-3}$	~ 500	$\sim [100 - i50]$	$\lesssim 10^{-11}$	Туннельный диод [18]

приближение постоянства (независимости от энергии электрона) двумерной (в плоскости, перпендикулярной направлению протекания тока) плотности состояний. В случае параболического закона дисперсии это выполняется точно. При отклонении от параболического закона дисперсии можно выделить участок энергий электронов, которые дают основной вклад в токоперенос, и ввести на этом участке некоторое среднее значение плотности состояний, что скажется на значениях эффективных масс носителей заряда $m^*_{\perp,1(2)}$ и $m^*_{\perp}$.

Важным параметром диода является его импеданс Z, который определяет возможность эффективного согласования элемента с линией передачи. Пользуясь эквивалентной схемой диода, состоящей из параллельно включенных сопротивления и емкости барьерного слоя с последовательным к ним сопротивлением, можно найти, что [16]:

$$Z = \frac{1}{G + i2\pi f c} + r_s. \tag{27}$$

Выражение (27) позволяет оценить значение импеданса диодов для рассматриваемых семейств детекторов, пользуясь приведенными выше значениями для c, r_s, f и вычисленным значением G. Для детекторов, относящихся к первому семейству, $Z \sim [3 - i16]\cdot10^2$–$[8 - i4]\cdot10^2\,\Omega\cdot\mu\mathrm{m}^2$. Для детекторов, относящихся ко второму семейству, $Z \sim [1 - i0.5]\cdot10^2\,\Omega\cdot\mu\mathrm{m}^2$ в режиме работы со смещением и $Z \sim [1.2 - i0.4]\cdot10^2\,\Omega\cdot\mu\mathrm{m}^2$ в режиме работы без смещения. Для эффективного согласования диода с линией передачи в широкой полосе частот необходимо, чтобы $\mathrm{Re}(Z) \gtrsim |Im(Z)|$, что при определенных значениях параметров может быть достигнуто для всех рассматриваемых типов детекторов.

Для оценки предельной мощности входного сигнала $P_{RF,USL}$ (на единицу площади диодной структуры), при которой нарушаются условия реализации режима квадратичного детектирования, воспользуемся формулой

$$P_{RF,USL} \approx \frac{G}{8[1 + r_s G + (2\pi f c)^2 r_s/G]S_I^2}, \tag{28}$$

которая может быть выведена из соотношения между мощностью и напряжением входного сигнала, а также из условия $V_{RF,USL} \sim 1/\beta$. Подставляя в (28) приведенные выше для каждого семейства детекторов характерные значения c, r_s, f и вычисленные значения G и S_I, найдем, что $P_{RF,USL} \sim 3\cdot10^{-8} - 3\cdot10^{-7}$ W/μm^2 для детекторов первого семейства, $P_{RF,USL} \lesssim 10^{-11}$ W/μm^2 для детекторов второго семейства в режиме работы со смещением и $P_{RF,USL} \sim 2\cdot10^{-7}$ W/μm^2 в режиме работы без смещения. Заметим, что $P_{RF,USL} \propto 1/S_I^2$, поэтому $P_{RF,USL}$ может быть увеличена за счет уменьшения S_I.

В таблице для обоих семейств и обоих режимов работы детекторов собраны оценочные значения проанализированных выше параметров, а также приведены примеры конкретных типов детекторных диодов с соответствующими ссылками на литературный источник.

Заключение

В работе в рамках единой теоретической модели проведен анализ и получены количественные оценки основных характеристик неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона. Анализ выражений для проводимости и параметра квадратичной нелинейности показывает, что все рассматриваемые диоды можно разделить на два семейства, качественно различающихся по своим детектирующим свойствам. Параметр квадратичной нелинейности детекторов первого семейства ограничен величиной 40 A/W, тогда как для детекторов второго семейства эта величина может достигать бесконечности. Эта особенность устраняется за счет учета паразитных параметров диода, таких, как емкость и последовательное сопротивление. Тем не менее максимальная ампер-ваттная чувствительность детекторов второго семейства остается в 20–30 раз выше, чем у детекторов первого семейства. При нулевом смещении максимальная ампер-ваттная чувствительность обоих семейств детекторов сравнима и составляет около 20–30 A/W. В качестве примеров можно указать, что диод с барьером Шоттки и диод на основе гетеробарьера принадлежат к первому семейству; обращенный диод, резонансно-туннельный диод и туннельный диод относятся ко второму семейству.

Предложенная классификация и полученные оценочные значения параметров детекторов рассматриваемого класса могут быть полезными при выборе оптимального типа диода и предварительном прогнозировании достижимых характеристик конечного прибора при рассмотрении конкретной практической задачи.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10029, https://rscf.ru/project/22-79-10029/.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] L. Yujiri, M. Shoucri, P. Moffa. IEEE Microw. Mag., **4**, 39 (2003). DOI: 10.1109/mmw.2003.1237476

[2] V.I. Shashkin, P.V. Volkov, A.V. Goryunov, I.A. Illarionov, Yu.I. Belov, A.G. Serkin. *COMCAS 2013* (Tel-Aviv, Israel, 2013), p. 6685247. DOI: 10.1109/COMCAS.2013.6685247

[3] В.Л. Вакс, В.А. Анфертьев, В.Ю. Балакирев, С.А. Басов, Е.Г. Домрачева, А.В. Иллюк, П.В. Куприянов, С.И. Приползин, М.Б. Черняева. УФН, **190**, 765 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.07.038613 [V.L. Vaks, V.A. Anfertev, V.Y. Balakirev, S.A. Basov, E.G. Domracheva, A.V. Illyuk, P.V. Kupriyanov, S.I. Pripolzin, M.B. Chernyaeva. Phys. Uspekhi, **63** (7), 708 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038613]

[4] Yu.A. Dryagin, V.V. Parshin. Int. J. of IR&MMW, **3** (7), 1023 (1992). DOI: 10.1007/BF01009626

[5] B. Kapilevich, V. Shashkin, B. Litvak, G. Yemini, A. Etinger, D. Hardon, Yo. Pinhasi. IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett., **26** (8), 637 (2016). DOI: 10.1109/LMWC.2016.2585557

[6] Б.А. Розанов, С.Б. Розанов. *Приемники миллиметровых волн* (Радио и связь, М., 1989)

[7] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed. (Clarendon Press, Oxford, 1988)

[8] Z. Zhang, R. Rajavel, P. Deelman, P. Fay. IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett., **21** (5), 267 (2011). DOI: 10.1109/LMWC.2011.2123878

[9] P. Chahal, F. Morris, G. Frazier. IEEE Electr. Device L., **26** (12), 894 (2005). DOI: 10.1109/LED.2005.859622

[10] N.V. Vostokov, M.V. Revin, V.I. Shashkin, J. Appl. Phys., **127**, 044503 (2020). DOI: 10.1063/1.5131737

[11] R. Al Hadi, H. Sherry, J. Grzyb, Y. Zhao, W. Forster, H. Keller, A. Cathelin, A. Kaiser, U. Pfeiffer. IEEE J. Solid-State Circuits, **47** (12), 2999 (2012). DOI: 10.1117/12.919218

[12] F. Sizov. Semicond. Sci. Technol., **33** (12), 123001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6641/aae473

[13] G. Valŭsis, A. Lisauskas, H. Yuan, W. Knap, H.G. Roskos. Sensors, **21** (12), 4092 (2021). DOI: 10.3390/s21124092

[14] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (Мир, М., 1979) [N. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid State Physics* (Saunders College Publishing, Philadelphia, 1976)]

[15] Р. Фейнман. *Статистическая механика* (Мир, М., 1975) [R.P. Feynman. *Statistical Mechanics* (W.A. Benjamin, Advanced Book Program, Massachusetts, 1972)]

[16] A.M. Cowley, H.O. Sorensen. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **MTT-14** (12), 588 (1966). DOI: 10.1109/GMTT.1966.1122517

[17] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (Энергия, М., 1973) [S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2007)]

[18] W.F. Gabriel. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., **MTT-15** (10), 538 (1967). DOI: 10.1109/TMTT.1967.1126533