

07.3

О возможной неединственности преобразования лазерного излучения в электрический ток в многопереходных монокристаллических фотопреобразователях

© В.С. Юферев, И.А. Толкачев, В.С. Калиновский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: valyuf@ammp3.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 июля 2023 г.

В окончательной редакции 10 октября 2023 г.

Принято к публикации 14 октября 2023 г.

На примере двухпереходного монокристаллического фотопреобразователя лазерного излучения выполнено сравнение результатов расчета в рамках полной модели с соединительным туннельным диодом и упрощенной модели, в которой туннельный диод заменяется омической связью. Впервые показано, что для одних и тех же параметров задачи в полной модели возможно существование нескольких решений, основанных на туннельном и инжекционном механизмах протекания тока через туннельные диоды. Показано, что упрощенная модель дает меньшие значения тока короткого замыкания.

Ключевые слова: фотовольтаика, лазерное излучение, многопереходный фотопреобразователь, туннельный диод.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.01.56925.19674

В последнее время достигнут значительный прогресс в преобразовании лазерного излучения с помощью вертикальных многопереходных фотопреобразователей (МФП), которые состоят из эпитаксиально выращенных в монокристаллическом виде фотоактивных слоев с одним $p-n$ -переходом (субпреобразователей), расположенных друг над другом и соединенных последовательно посредством встречно включенных туннельных диодов (ТД) [1,2]. Такие устройства позволяют кратно увеличить по сравнению с однопереходными фотопреобразователями (ФП) выходное напряжение и обеспечить рекордно высокую эффективность преобразования оптической мощности в электрическую. Благодаря этим свойствам область возможного применения МФП непрерывно расширяется и включает оптические системы беспроводной передачи энергии и информационных сигналов, радиофотонные устройства, а также биомедицинские приложения [3–5]. В литературе приводятся результаты численных и экспериментальных исследований МФП, содержащих от 2 до 20 $p-n$ -переходов (см., например, [1,6–8]), и обосновывается перспективность МФП с числом переходов до 100 [1]. Необходимо отметить, что моделирование МФП в строгой постановке является непростой задачей. Использование для этой цели систем TCAD часто не приводит к положительным результатам из-за плохой сходимости. Возможная причина состоит в необходимости численного решения уравнений переноса носителей заряда как в соединительных туннельных диодах, так и в субпреобразователях (СУБПР), а эти задачи являются разномасштабными и требуют использования сеток, размеры ячеек которых могут различаться на несколько порядков [9]. С другой стороны, если ток через туннельный диод меньше пикового тока, то по своим

электрическим свойствам ТД ведет себя как активное сопротивление. Это позволяет упростить моделирование МФП, разделив задачу на две: моделирование ТД и моделирование фотопреобразователя, в котором ТД заменены электрической связью (активным сопротивлением). Такой подход оказывается весьма эффективным и повсеместно используется при моделировании МФП. Однако ТД обладают N -образной вольт-амперной характеристикой и, следовательно, имеют два устойчивых равновесных состояния. Одно соответствует процессу туннелирования носителей заряда через барьер ТД, а второе — инжекции носителей заряда через этот барьер в результате его понижения. Соответственно можно ожидать появления нескольких режимов протекания тока в МФП, в частности существования нескольких нагрузочных характеристик. Насколько нам известно, в литературе этот вопрос до сих пор не рассматривался, различные решения не разыскивались, и дело ограничивалось простым упоминанием, что на практике обычно реализуется режим туннелирования. Кроме того, возникает вопрос о том, насколько могут различаться результаты расчетов, получаемые с использованием полной и упрощенной моделей. Ответ на эти вопросы и является целью настоящей работы.

Учитывая сложность расчета МФП, мы ограничились моделированием простейшего двухкаскадного ФП на основе GaAs. Рассматривался процесс межзонного туннелирования, который учитывался посредством введения дополнительного рекомбинационного члена в диффузионно-дрейфовых уравнениях с использованием нелокальной модели [9]. Излучение вводилось через p -область. Широкозонное окно и тыльный барьер для упрощения задачи отсутствовали. Параметры структу-

Структура двухкаскадного фотопреобразователя

Материал слоя	Концентрация доноров $N_D, \text{см}^{-3}$	Концентрация акцепторов $N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина слоя $h, \mu\text{м}$
<i>p</i> -GaAs	—	$2 \cdot 10^{18}$	0.2
<i>n</i> -GaAs	$5 \cdot 10^{17}$	—	0.42
<i>n</i> ⁺⁺ -GaAs	$2 \cdot 10^{19}$	—	0.025
<i>p</i> ⁺⁺ -GaAs	—	$6 \cdot 10^{19}$	0.025
<i>p</i> -GaAs	—	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
<i>n</i> -GaAs	$5 \cdot 10^{17}$	—	1.926

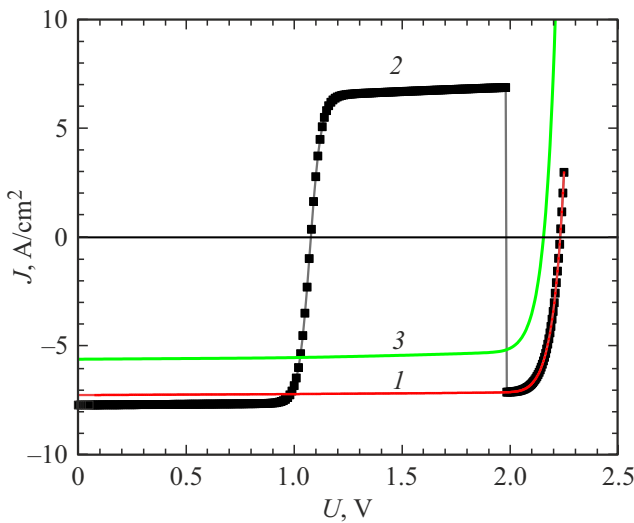


Рис. 1. Нагрузочные кривые для двух решений в рамках полной модели МФП (1, 2) и для упрощенной модели (3).

ры представлены в таблице. Выбор параметров определялся стремлением продемонстрировать особенности преобразования лазерного излучения в электрический ток при использовании полной модели МФП. Толщины субпреобразователей определялись исходя из условия равенства количества фотонов, поглощенных в каждом из СУБПР. Коэффициент поглощения был взят равным 10^4см^{-1} , а мощность падающего излучения составляла 30Вт/см^2 , чтобы ток, протекающий через ФП, был существенно меньше пикового тока ТД. Учитывались рекомбинация Шокли–Рида и излучательная рекомбинация. Процессы перепоглощения фотонов не рассматривались.

На рис. 1 показаны рассчитанные нагрузочные характеристики ФП. Видно, что полная модель действительно имеет два решения. Кривая 1 соответствует стандартному режиму протекания тока посредством туннелирования через барьер ТД. При этом плотность тока короткого замыкания $J_{sc} = -7.26 \text{А/см}^2$, напряжение холостого хода $U_{oc} = 2.15 \text{В}$, а эффективность преобразования составляет 42%. Второму решению (кривая 2) соответствует несколько большее по абсолютной величине значение $J_{sc} = -7.71 \text{А/см}^2$, но зато при напряжении $U = 1.08 \text{В}$ ток становится равным нулю, а

затем с ростом напряжения быстро достигает величины 6.4А/см^2 , после чего остается почти постоянным. При этом движущей силой тока становится напряжение U , а не фотовольтаический эффект. При напряжениях выше 2В фотовольтаический эффект снова становится доминирующим, а ток отрицательным, причем переход происходит скачкообразно и обе нагрузочные кривые оказываются совпадающими. Причина этого явления состоит в следующем. При увеличении внешнего напряжения происходит уменьшение положительного смещения *p*–*n*-перехода ТД и соответствующее перемещение влево вдоль диффузной ветви вольт-амперной характеристики ТД. Когда напряжение на ТД достигает значения, при котором диффузная ветвь соприкасается с неустойчивым участком вольт-амперной характеристики ТД, при дальнейшем уменьшении этого напряжения происходит перескок на другую устойчивую (туннельную) ветвь ТД, что в свою очередь вызывает перескок между нагрузочными кривыми. Из рис. 1 видно также, что в упрощенной модели ток короткого замыкания оказывается почти на 30% меньше (кривая 3). Последнее связано с тем, что при замене ТД электрической связью граница СУБПР–ТД заменяется омическим контактом, что в данной структуре приводит к появлению поверхностной рекомбинации на этой границе. При введении в каждый СУБПР широкозонного окна и тыльного барьера этот эффект в упрощенной модели может быть ослаблен или даже исчезнуть.

Таким образом, как и ожидалось, *N*-образная вольт-амперная характеристика туннельного диода может приводить к появлению двух режимов протекания тока в двухпереходном ФП, и, что интересно, их возникновение не связано с превышением током пикового значения тока ТД. Первый режим связан с туннельной ветвью вольт-амперной характеристики ТД, а второй — с диффузионной ветвью, которой соответствует инжекция энергичных носителей заряда через барьер ТД в результате возникновения на нем прямого смещения, большего, чем напряжение долины вольт-амперной характеристики ТД. Это наглядно видно из рис. 2, где представлены зонные диаграммы, вычисленные для полной и упрощенной моделей при нулевом внешнем напряжении. Как и следовало ожидать, в обоих режимах под действием излучения произошло перераспределение потенциала по толщине

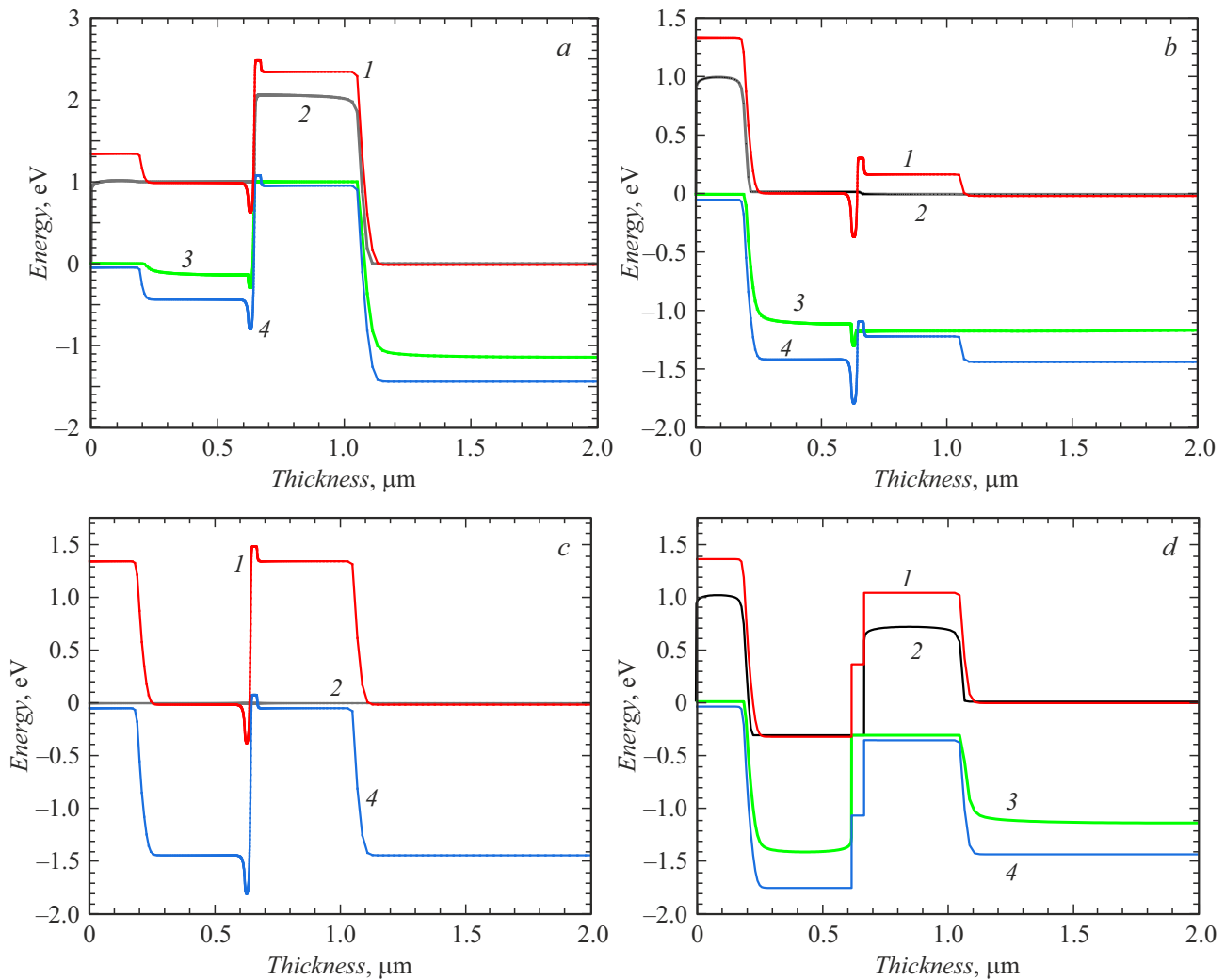


Рис. 2. Зонные диаграммы при нулевом внешнем напряжении для полной модели (*a–c*) и упрощенной модели (*d*). *a* — первое решение, *b* — второе решение, *c* — решение без излучения. 1 — дно зоны проводимости, 2 и 3 — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, 4 — потолок валентной зоны.

ФП, в результате чего каждый $p-n$ -переход сместился в прямом либо обратном направлении. Однако картина смещений оказывается существенно различной. В случае первого решения для полной модели, как это видно из сравнения зонных диаграмм с излучением и без излучения (рис. 2, *a* и *c*), на ТД при освещении возникает небольшое положительное смещение, соответствующее туннельной ветви вольт-амперной характеристики, в то время как $p-n$ -переходы первого и второго СУБП смещаются в положительном и отрицательном направлениях соответственно. Последнее связано с рассогласованием токов в субпреобразователях. С другой стороны, аналогичное сравнение зонных диаграмм для второго решения (рис. 2, *b* и *c*) показывает, что в этом случае первый СУБП не смещается, в то время как на ТД и втором СУБП появляется положительное напряжение 1.15 В, близкое по величине к U_{oc} однопереходного ФП. Как показывают результаты расчетов, при увеличении

внешнего напряжения ситуация не меняется и напряжение на втором СУБП остается близким к 1.15 В, несмотря на уменьшение положительного смещения на ТД. Это означает, что носители заряда, генерируемые во втором СУБП, не вносят вклад в электрический ток; следовательно, в этом режиме двухпереходный ФП работает как однопереходный. И наконец, отметим, что в упрощенной модели (рис. 2, *d*) $p-n$ -переход первого СУБП смещается в отрицательном направлении, а второго — в положительном, т.е. противоположно тому, что имеет место для первого решения на рис. 2, *a*. Таким образом, хотя в обоих случаях реализуется один и тот же режим протекания тока через барьер ТД, характер рассогласования токов между СУБП в обеих моделях оказывается различным.

В качестве еще одной иллюстрации различий между решениями полной модели на рис. 3 показаны распределения электронного и дырочного тока по толщине струк-

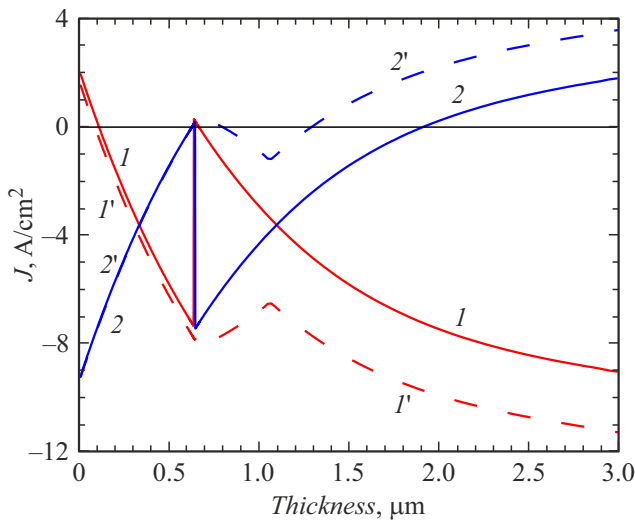


Рис. 3. Распределение плотности токов электронов (I , I') и дырок (2 , $2'$) по толщине структуры в туннельном (сплошные кривые) и инжекционном (штриховые кривые) режимах протекания тока через ТД.

туры. Видно, что при туннельном режиме протекания тока происходит полная рекомбинация электронов и дырок в ТД, и электронный и дырочный токи уменьшаются практически до нуля. В инжекционном режиме этого не происходит. Более того, положительное напряжение, приложенное ко второму СУБПР, приводит к столь сильному ослаблению внутреннего электрического поля, что дырочный ток не только существенно уменьшается, но и начинает течь в противоположном направлении. В то же время электронный ток определяется электронами, пришедшими из первого СУБПР.

В заключение отметим следующее. Во-первых, имеются все основания считать, что изложенное выше применимо к МФП с большим числом p – n -переходов, а во-вторых, наличие двух состояний МФП позволяет предположить возможность создания генератора электрических колебаний, источником энергии которых является лазерное излучение.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.C.A. York, S. Fafard, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 173003 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa60a6
- [2] S. Fafard, D.P. Masson, *J. Appl. Phys.*, **130**, 160901 (2021). DOI: 10.1063/5/0070860
- [3] H. Helmers, C. Armbruster, M. von Ravenstein, D. Derix, C. Schöner, *IEEE Trans. Power Electron.*, **35**, 7904 (2020). DOI: 10.1109/TPEL.2020.2967475

- [4] Д.Ф. Зайцев, В.М. Андреев, И.А. Биленко, А.А. Березовский, П.Ю. Владиславский, Ю.Б. Гурфинкель, Л.И. Цветкова, В.С. Калиновский, Н.М. Кондратьев, В.Н. Косолюбов, В.Ф. Курочкин, С.О. Слипченко, Н.В. Смирнов, Б.В. Яковлев, *Радиотехника*, **85** (4), 153 (2021). DOI: 10.18127/j00338486-202104-17
- [5] P. Bhatti, *Sci. Transl. Med.*, **7** (287), 287ec75 (2015). DOI: 10.1126/scitranslmed.aab3974
- [6] J. Huang, Y. Sun, Y. Zhao, S. Yu, J. Dong, J. Xue, C. Xue, J. Wang, Y. Lu, Y. Ding, *J. Semicond.*, **39** (4), 044003 (2018). DOI: 10.1088/1674-4926/39/9/094006
- [7] A. Wang, J. Yin, S. Yu, Y. Sun, *Appl. Phys. Lett.*, **121**, 233901 (2022). DOI: 10.1063/5.0109587
- [8] S. Fafard, F. Proulx, M.C.A. York, L.S. Richard, P.O. Provost, R. Ares, V. Amez, D.P. Masson, *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 131107 (2016). DOI: 10.1063/1.4964120
- [9] *Atlas User's Manual. Device simulation software* (Silvaco, 2015).