

Генерация терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении многослойной структуры на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si

А. В. Андрианов^{Ⓜ+1)}, А. Н. Алешин^{Ⓜ+}, С. Н. Аболмасов[×], Е. И. Теруков^{+*×}, Е. В. Берегулин⁺

⁺ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”, 197376 С.-Петербург, Россия

[×] ООО “НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике”, 194064 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После переработки 25 октября 2022 г.

Принята к публикации 25 октября 2022 г.

Сообщается о генерации когерентного терагерцового излучения в $p-n$ -гетероструктурах на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 800 нм при комнатной температуре. Терагерцовое излучение возникает при обратном напряжении смещения на структуре. При этом свойства генерируемого ТГц излучения существенно зависят от величины напряжения смещения, что отражает динамику неравновесных носителей заряда, созданных фемтосекундной лазерной накачкой в гетероструктуре.

DOI: 10.31857/S1234567822240016, EDN: nduyhp

Известно, что при возбуждении многих материалов фемтосекундными лазерными импульсами генерируются импульсы когерентного электромагнитного излучения субпикосекундной длительности, частоты которого лежат в терагерцовой (ТГц) области спектра [1]. Надо отметить, что первые идеи о преобразовании энергии ультракоротких лазерных импульсов в когерентное излучение ТГц диапазона в нелинейных кристаллах за счет эффекта генерации разностной частоты (или эффекта оптического выпрямления лазерных импульсов с уширенным частотным спектром) были теоретически высказаны еще в 1970-х гг. [2]. К середине 1980-х гг. появились экспериментальные результаты, подтверждающие возможность преобразования энергии лазерных импульсов в ТГц излучение в нелинейных кристаллах [3, 4]. К настоящему времени генерация импульсов ТГц излучения, содержащего несколько циклов электромагнитных колебаний, наблюдалась в полупроводниках, металлах, диэлектрических кристаллах, и даже в газах и жидкостях (см., например, [5] и другие ссылки там). Природа такой ТГц генерации в общем случае связана с возбуждением в материале или структуре быстрого диполя или короткого всплеска фототока [6, 7]. При этом амплитуда ТГц волны, E_{THz} , пропорциональна $\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ или $\frac{\partial J}{\partial t}$, где $P(t)$ и $J(t)$ есть, соответственно, меняющиеся во времени дипольный момент или ток, наведенные воз-

буждающим лазерным излучением [6, 7]. Генерируемое таким образом ТГц излучение нашло широкое применение в ТГц спектроскопии (THz time-domain spectroscopy (THz-TDS)) и ТГц визуализации самых различных объектов [8].

Был предложен и реализован целый ряд схем эффективной генерации когерентного ТГц излучения в объемных полупроводниках и полупроводниковых структурах при межзонном фемтосекундном лазерном фотовозбуждении (см., например, обзор [9], а также ряд оригинальных работ [10–12]). С точки зрения практического использования среди полупроводниковых эмиттеров наиболее популярны ТГц эмиттеры на основе фотопроводящих антенн со смещением [13], а также ТГц эмиттеры, основанные на возбуждении поверхности полупроводника, например, кристалла InAs, в котором ТГц излучение обусловлено главным образом эффектом Дембера (см., например, [14] и другие ссылки там). В работе [15] было показано, что в Si $p-i-n$ фотодиоде при фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами за счет генерации в структуре быстрого фототока также генерируется ТГц излучение.

В настоящей работе сообщается о наблюдении генерации ТГц излучения в $p-n$ -гетероструктурах на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si (структуры солнечных элементов на основе гетеропереходов a-Si:H/a-SiC:H/c-Si) при фотовозбуждении их фемтосекундными лазерными импульсами. Наблюдаемое ТГц излучение демонстрирует ряд интересных свойств, от-

¹⁾e-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

ражающих как динамику фотовозбужденных носителей заряда в структурах, так и особенности распространения и выхода излучения из структур.

В работе были использованы p - n -гетероструктуры на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si. Структуры представляют собой гетеропереходные солнечные элементы (СЭ), полученные по гетероструктурной (НJT) технологии [16,17], захватывающие значительную часть спектра солнечного излучения и имеющие достаточно высокий КПД [18]. Состав исследуемой структуры показан на рис. 1. Толщины

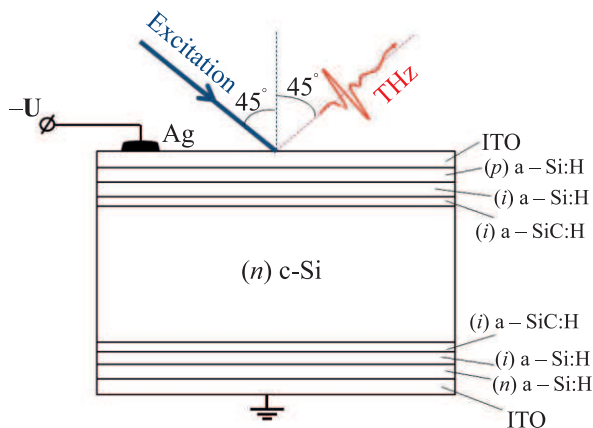


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема исследуемой структуры СЭ на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si и геометрия ТГц эксперимента

слоев ITO (оксид индия, легированный оловом, или indium-tin-oxide) составляли 100 нм, толщина подложки (n) c -Si составляла 140 мкм, а толщины слоев a -Si:H и a -SiC:H суммарно составляли 20 нм [18] как в верхней части структуры, так и в нижней (см. рис. 1). Для измерений использовались образцы СЭ размером 7×7 мм².

Структуры возбуждались при наклонном 45-градусном падении излучения (p -поляризация) фемтосекундного Тi/сапфирового лазера, генерирующего импульсы длительностью порядка 15 фс с центральной длиной волны 800 нм и следующие с частотой повторения 80 МГц. Излучение накачки с энергией в импульсе 2.2 нДж фокусировалось на верхний ITO слой структуры в пятно размером порядка 100 мкм. Генерируемое ТГц излучение собиралось в направлении зеркального отражения и фокусировалось на ТГц детектор, которым служил кристалл ZnTe толщиной 1 мм, встроенный в схему электрооптического стробирования ТГц волновых форм, позволяющую регистрировать как амплитуду, так и фазу импульсного ТГц излучения. Детальное описание используемой ТГц-TDS установки может быть найдено в [19].

При обратном смещении на структуре СЭ наблюдается генерация ТГц излучения. Нужно отметить, что при нулевом и небольшом прямом смещении на структуре сигнал ТГц излучения очень слаб и практически тонет в шумах. На рисунке 2 показаны характерные волновые формы наблюдаемого ТГц сигнала, а также амплитудные спектры ТГц излучения при нескольких значениях обратного напряжения смещения.

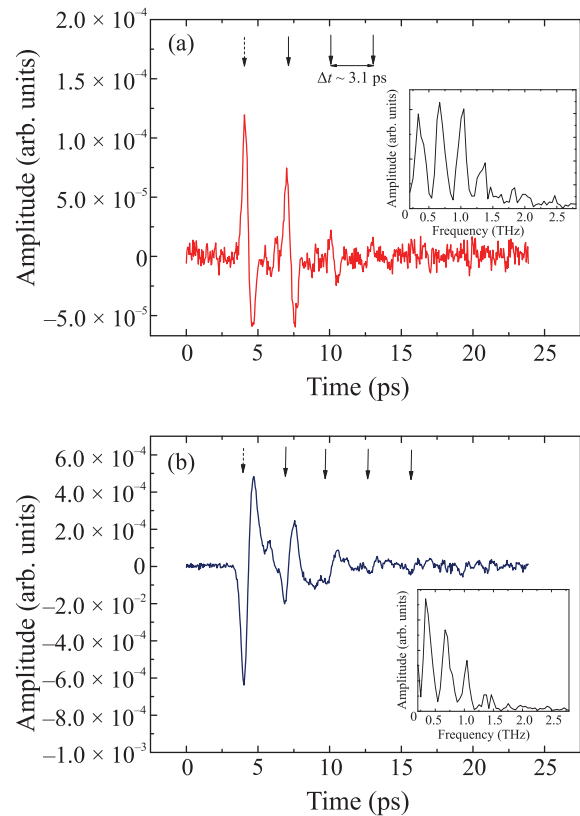


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Волновая форма ТГц излучения, генерируемого в СЭ при обратном смещении 9 В. Стрелками обозначены положения максимумов импульсов наблюдаемого ТГц излучения: первого импульса (пунктирная стрелка) и последующих “эхо” импульсов (сплошные стрелки). (б) – Волновая форма генерируемого ТГц излучения при обратном смещении 20 В. На вставках показаны амплитудные спектры ТГц излучения при напряжении 9 В (а) и 20 В (б)

Как видно из рис. 2а и б, основной ТГц импульс сопровождается серией до 3–4 “эхо” импульсов, имеющих ту же полярность и следующих за основным через временные интервалы порядка 3.1 пс. Появление таких повторных ТГц импульсов можно объяснить многократным отражением ТГц излучения, генерируемого в области входа излучения накачки в структуру, от верхнего и нижнего ITO слоя, т.е. эф-

фектом Фабри–Перо. Толщина ИТО слоев составляет 100 нм (см. выше), что значительно меньше длины волны излучения и толщины скин-слоя (оценки величины скин-слоя для ИТО с использованием данных работ [20, 21] дают характерные значения порядка 0.5–1 мкм на частоте 1 ТГц). Поэтому слой ИТО в исследуемой структуре СЭ ведет себя в ТГц области как оптически тонкая пленка металла, оптические свойства которой определяются удельным сопротивлением и ее толщиной [22]. Такой слой частично пропускает падающее на него ТГц излучение, а также частично отражает его. Внутренние отражения ТГц излучения от слоев ИТО как от оптически более плотной среды в сравнении с окружающими материалами обеспечивают наблюдаемое сохранение полярности ТГц “эхо” импульсов (рис. 2). Временной интервал между “эхо” импульсами порядка 3.1 пс согласуется с двойным проходом излучения через структуру толщиной порядка 140 мкм и показателем преломления порядка 3.4 (показатель преломления *c*-Si в ТГц области [23]). Амплитудные спектры наблюдаемого ТГц излучения (вставки в рис. 2а и б) демонстрируют частотную гребенку, соответствующую Фабри–Перо резонансам.

На рисунке 3 приведен спектр амплитудного ТГц пропускания исследуемой структуры в диапазоне частот 0.2–2.9 ТГц. Эти измерения также проводились на ТГц-TDS установке [19]. При этом в качестве ТГц эмиттера использовался кристалл *n*-InAs, возбуждаемый при наклонном 45-градусном падении излучения фемтосекундного Ti/сапфирового лазера. На этом же рисунке приведены нормированные на максимум спектры ТГц излучения, генерируемого в структуре при напряжениях обратного смещения 9 В (2) и 20 В (3). В спектре пропускания можно видеть проявление интерференции ТГц излучения в структуре. При этом видно, что низкочастотные максимумы в пропускании, соответствующие конструктивной интерференции, по спектральному положению близки к максимумам частотной гребенки в спектрах ТГц генерации.

Среднее по спектру значение амплитудного ТГц пропускания составляет порядка 17 % (см. рис. 3). Исходя из такой величины коэффициента ТГц пропускания структуры, учитывая поглощение на свободных носителях в слое (*n*) *c*-Si (использовался материал с удельным сопротивлением $1.5 \Omega \cdot \text{см}$) и пренебрегая поглощением в тонких слоях *a*-Si:H и *a*-SiC:H, можно получить оценку для величины среднего коэффициента амплитудного ТГц пропускания одного слоя ИТО, составляющую порядка 43 %. Оценка среднего амплитудного коэффициента ТГц отра-

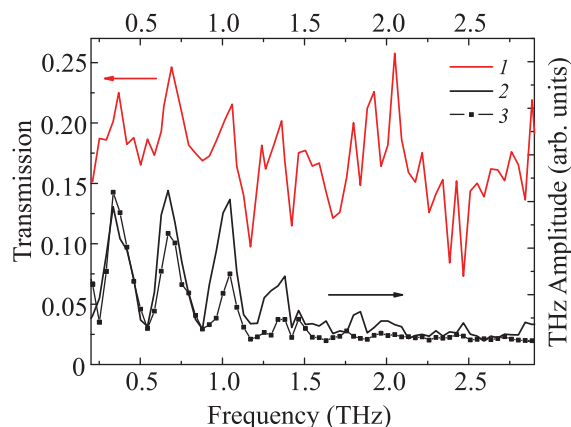


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр амплитудного ТГц пропускания (1) структуры СЭ на основе *a*-Si:H/*a*-SiC:H/*c*-Si. Приведены также нормированные на максимум спектры ТГц излучения, генерируемого в структуре СЭ при напряжении обратного смещения 9 В (2) и 20 В (3). Спектральное разрешение 50 ГГц

жения слоя ИТО с использованием значения коэффициента пропускания, приведенного выше, и с применением методики расчета, изложенной в работе [22], дает величину не менее 50 %. Поэтому ТГц излучение, генерируемое в области входа излучения накачки в исследуемую структуру, достаточно хорошо выходит из структуры через верхний слой ИТО, а также отражается от него обратно (см. рис. 2).

Из рисунка 2 можно также видеть, что импульсы ТГц излучения при обратном смещении 9 и 20 В имеют противоположную полярность. На рисунке 4 показана зависимость амплитуды основного ТГц импульса (первого по времени) от величины обратного напряжения смещения. Видно, что ТГц сигнал с ростом напряжения смещения сначала растет, достигает максимума при напряжении порядка 9.4 В, затем падает, проходит через 0 (при $U \sim 12.7$ В), а далее меняет знак и значительно возрастает. Измерения, данные которых показаны на рис. 4, были ограничены максимальным напряжением смещения 24 В, чтобы минимизировать влияние на результаты измерений паразитного нагрева образца за счет стационарного тока утечки.

Смена полярности импульса ТГц излучения говорит о смене направления быстрого фототока, ответственного за генерацию ТГц излучения в исследуемой структуре СЭ, с ростом напряжения обратного смещения.

Излучение накачки с длиной волны 800 нм, поступающее на структуру СЭ со стороны (*p*) *a*-Si:H (рис. 1), проходит практически без поглощения широкозонные слои *a*-Si:H, *a*-SiC:H и полностью поглощается в слое кристаллического *n*-кремния,

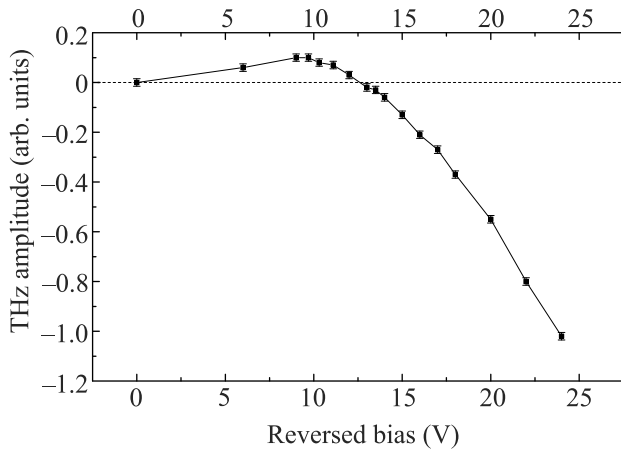


Рис. 4. Зависимость амплитуды основного импульса ТГц излучения от напряжения обратного смещения на структуре СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si

проникая в него на глубину порядка 12.5 мкм [24]. По-видимому, в формировании начального быстрого фототока $J_1(t)$ при малых напряжениях смещения важную роль играет встроенное поле вблизи гетероперехода a-SiC:H/c-Si и, соответственно, неравновесные носители заряда, созданные накачкой вблизи гетероперехода. Возможно, что фототок $J_1(t)$ направлен от границы гетероперехода в объем c-Si. Рост напряжения смещения на СЭ, по-видимому, может приводить к увеличению пространственной области локализации встроенного поля вблизи гетерограницы a-SiC:H/c-Si, и поэтому растет число неравновесных носителей заряда, участвующих в формировании быстрого фототока $J_1(t)$. Это, в свою очередь, приводит к начальному росту сигнала ТГц генерации с ростом напряжения смещения (рис. 4).

По мере роста напряжения обратного смещения значительно растет падение напряжения на слое c-Si. При этом возрастает вклад в быстрый фототок $J_2(t)$ от неравновесных носителей заряда, рожденных в слое c-Si. Полный фототок $J_\Sigma(t)$, ответственный за ТГц генерацию, есть сумма фототоков, т.е. $J_\Sigma(t) = J_1(t) + J_2(t)$. Поскольку направление быстрого фототока $J_2(t)$ определяется направлением электрического поля в слое c-Si, то он направлен в сторону гетерограницы a-SiC:H/c-Si и оказывается противоположным по направлению фототоку $J_1(t)$. При увеличении напряжения смещения фототок $J_2(t)$ будет возрастать также и вследствие роста скорости движения неравновесных носителей заряда в слое c-Si. Этим можно объяснить смену полярности импульса генерируемого ТГц излучения и возрастание его амплитуды при больших напряжениях смещения (рис. 2).

Наряду с токовым механизмом, рассмотренным выше, нельзя полностью исключить вклад в наблюдаемую ТГц генерацию от индуцированного электрическим полем эффекта оптического выпрямления [25, 26].

Таким образом, обнаружена генерация когерентного ТГц излучения в структуре СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si при фотовозбуждении фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм. ТГц генерация наблюдается при обратном напряжении смещения на структуре. Обнаружено также, что с ростом напряжения смещения импульс ТГц излучения меняет полярность и значительно растет по амплитуде. Свойства наблюдаемого ТГц излучения можно объяснить тем, что в формировании излучения дают вклад два быстрых фототока, генерируемые в структуре фемтосекундной лазерной накачкой, имеющие противоположное направление и меняющиеся с ростом напряжения смещения. Исследования процессов ТГц генерации могут быть использованы для изучения деталей поведения неравновесных носителей заряда на субпикосекундных временах в сложных структурах НТТ солнечных элементов. При определенной оптимизации структуры СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si, например, при увеличении засвечиваемой площади СЭ и увеличении энергии в фемтоимпульсах, такие структуры, возможно, могут быть использованы как эмиттеры когерентного ТГц излучения.

1. B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Nature Mater.* **1**, 26 (2002).
2. У.А. Абдуллин, Г.А. Ляхов, О.В. Руденко, А.С. Чиркин, *ЖЭТФ* **66**, 1295 (1974).
3. Д.А. Багдасарян, А.О. Макарян, П.С. Погосян, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 498 (1983).
4. D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, and D.A. Kleinman, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984).
5. V.L. Malevich, P.A. Ziaziukia, R. Norkus, V. Pacebutas, I. Nevinskas, and A. Krotkus, *Sensors* **21**, 4067 (2021).
6. Y.-Sh. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer Science + Business Media, LLC, N.Y., NY, USA (2009), 340 p.
7. J. Neu and C.A. Schmuttenmaer, *J. Appl. Phys.* **124**, 231101 (2018).
8. *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, ed. by K.-E. Peiponen, J.A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013), 641 p.
9. *Terahertz Optoelectronics*, ed. by K. Sakai, Springer-Verlag, Berlin (2005), 387 p.

10. G. Ramakrishnan, G. K. P. Ramanandan, A. J. L. Adam, M. Xu, N. Kumar, R. W. A. Hendrikx, and P. C. N. Planken, *Opt. Express* **21**, 16784 (2013).
11. A. S. Singh, H. Surdi, V. V. Nikesh, S. S. Prabhu, and G. H. Döhler, *AIP Adv.* **3**, 122106 (2013).
12. N. T. Yardimci, S. Cakmakyapan, S. Hemmati, and M. Jarrahi, *Sci. Rep.* **7**, 4166 (2017).
13. X. Popagnol, Zs. Kovacs, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, C. M. Garcia-Rosas, S. Szatmari, I. B. Foldes, and T. Ozaki, *New J. Phys.* **21**, 113042 (2019).
14. C. Song, P. Wang, Y. Qian, G. Zhou, and R. Notzel, *Opt. Express* **28**, 25751 (2020).
15. L. Xu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and B. Jalali, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3357 (1991).
16. E. Terukov, A. Kosarev, A. Abramov, and E. Malchukova, *From 11% Thin Film to 23% Heterojunction Technology (HJT) PV Cell: Research, Development and Implementation Related 1600 × 1000 mm² PV Module in Industrial Production*, IntechOpen, Solar Panels and Photovoltaic Materials (2018), ch. 5.
17. S. N. Abolmasov, A. S. Abramov, A. V. Semenov, I. S. Shakhrai, E. I. Terukov, E. V. Malchukova, and I. N. Trapeznikova, *ФТП* **53**(8), 1140 (2019).
18. A. S. Abramov, D. A. Andronikov, S. N. Abolmasov, and E. I. Terukov, *Silicon Heterojunction Technology: A Key to High Efficiency Solar Cells at Low Cost*, in: *High-Efficient Low-Cost Photovoltaics*, ed. by V. Petrova-Koch, R. Hezel, and A. Goetzberger, Springer Nature Switzerland AG Cham (2020), ch. 7, p. 113.
19. A. V. Andrianov, A. N. Aleshin, V. N. Truhin, and A. V. Bobylev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 265101 (2011).
20. R. M. Pasquarelli, D. S. Ginley, and R. O'Hayre, *Chem. Soc. Rev.* **40**, 5406 (2011).
21. В. В. Бассараб, *Взаимодействие электромагнитного излучения с пленками ИТО*, Вып. квалиф. работа магистра, С.-Петербургский политехнич. ун-т Петра Великого, СПб. (2022), 95 с.
22. S. Bauer, *Am. J. Phys.* **60**, 257 (1991).
23. M. van Exter and D. Grischkowsky, *Phys. Rev. B* **41**, 12140 (1990).
24. А. А. Вольфсон, В. К. Субашиев, *ФТП* **1**, 397 (1967).
25. J. F. Ward and J. K. Guha, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 276 (1977).
26. S. L. Chuang, S. Smitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 102 (1992).