

07

Регистрация импульсного терагерцового излучения неохлаждаемыми матричными микроболометрическими приемниками

© М.А. Демьяненко,¹ И.В. Марчишин,¹ Д.В. Щеглов,¹ В.В. Старцев²

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

² Государственный научный центр Российской Федерации АО „НПО „Орион“,
111538 Москва, Россия
e-mail: demyanenko@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 9 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 11 июня 2024 г.

Принято к публикации 18 июня 2024 г.

Исследован отклик неохлаждаемых матричных микроболометрических приемников с тонким металлическим поглотителем на импульсное терагерцовое излучение в зависимости от длительности импульса, частоты его повторения, теплопроводности и величины времени тепловой релаксации болометра, а также от поляризации терагерцового излучения. Показано, что пиковое значение сигнала микроболометра слабо зависит от теплопроводности, если длительность импульсов излучения меньше времени тепловой релаксации болометра. При обратном условии пиковое значение сигнала микроболометра обратно пропорционально величине теплопроводности. Изготовленные и исследованные приемники на длине волны $100\ \mu\text{m}$ охарактеризованы минимальной обнаружимой мощностью $1.4 \cdot 10^{-9}\ \text{W}$ и минимальной обнаружимой энергией $2.5 \cdot 10^{-11}\ \text{J}$.

Ключевые слова: теплопроводность, тепловое время релаксации, минимальная обнаружимая энергия.

DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58566.115-24

Введение

Неохлаждаемые матричные микроболометрические приемники (ММБП) традиционно применяются в системах регистрации инфракрасного (ИК) [1,2] и терагерцового (THz) излучения [3–9] с постоянной или медленно меняющейся интенсивностью, т.е. когда характерное время изменения падающей на приемник мощности излучения значительно больше времени тепловой релаксации болометров. Однако в ряде случаев применение импульсного излучения позволяет повысить точность измерения вследствие устранения постоянных или низкочастотных паразитных сигналов и шумов. Так, уже в одной из первых работ по регистрации THz-излучения с помощью матричных микроболометров использовалась дифференциальная методика с применением импульсного THz-излучения, что позволяло произвести вычитание постоянного паразитного сигнала от фонового ИК излучения и понизить $1/f$ шум [4]. В ряде задач, например, при необходимости регистрации отраженного от удаленного объекта THz-излучения, в том числе при построении изображения этого объекта, вследствие рассеяния [10] и значительного поглощения в атмосфере [11] требуется подсветка мощным излучением. В таких случаях для понижения энергетических затрат и повышения безопасности может применяться импульсное излучение малой длительности, подобно тому, как это делается при дистанционном зондировании атмосферы [12–17], удаленном обнаружении токсичных [18,19] или радиоактивных [20,21] веществ. Применение импульсного THz-

излучения может быть обусловлено также тем, что некоторые источники излучения, например, основанные на фотопроводящих антеннах [22,23] и на нелинейных оптических кристаллах [24], имеют импульсный характер работы, или, подобно квантовым каскадным лазерам (ККЛ) [25–27], обладают значительно большей мощностью в импульсном режиме работы. С появлением систем, позволяющих получать мощные пикосекундные импульсы THz-излучения, следующие с частотой от 1 Hz до 1 kHz и обладающие энергией одного импульса от 0.4 до 55 mJ [28–31], а также микросекундные импульсы с энергией до 1 J [32,33], появилась возможность для создания быстродействующих импульсных систем регистрации THz-изображений, работающих в режиме snapshot (моментальный снимок) [34], в том числе в нескольких спектральных поддиапазонах, например, выделяемых дополнительными фильтрами. В частности, один импульс THz-излучения с энергией 1 mJ позволяет (без учета потерь на поглощение и рассеяние) получить терагерцовое изображение в 10 равных по энергии спектральных поддиапазонах с отношением сигнал/шум ≈ 1300 на матричных приемниках форматом 320×240 , обладающих минимальной обнаружимой энергией, равной $1 \cdot 10^{-12}\ \text{J}$, что легко проверяется простым вычислением ($320 \times 240 \times 10^{-12} \times 1300 \approx 10^{-3}/10$).

Для успешного применения неохлаждаемых микроболометрических приемников в различных задачах и исследованиях, в которых требуется регистрация импульсного THz-излучения, необходимо не только повысить их чувствительность и быстродействие, но и

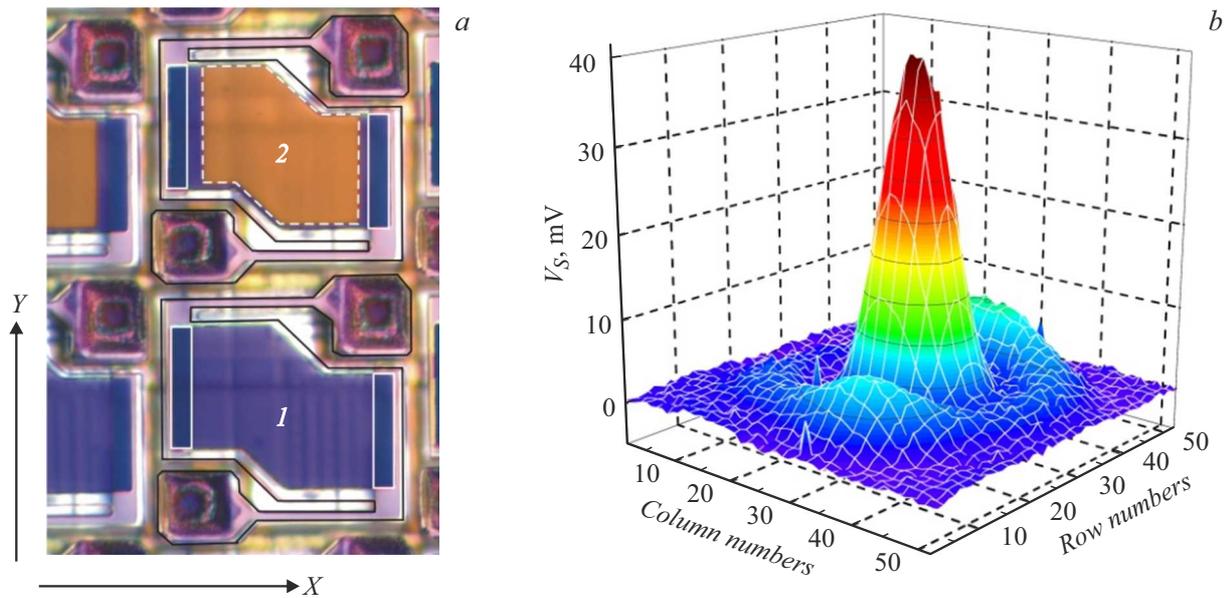


Рис. 1. *a* — фрагмент ММБП: 1 — микроболومتر без металлического поглотителя, 2 — с поглотителем (выделен белым пунктиром); *b* — распределение пикового значения сигнала V_S по строкам и столбцам ММБП при его освещении импульсным THz-излучением (длина волны $100\ \mu\text{m}$, частота импульсов 7 Hz, скважность 2). Излучение падает на область ММБП, содержащую только микроболометры с металлическим поглотителем. Давление в корпусе ММБП равно $2.5 \cdot 10^{-5}$ mbar.

изучить их особенности работы в режиме импульсного освещения. В работе [34] получены достаточно общие аналитические соотношения для температурного отклика болометра на периодические импульсы излучения. Теоретически было показано и на примере ИК болометров экспериментально подтверждено, что болометры, обладающие повышенной теплопроводностью и соответственно пониженным временем тепловой релаксации, несмотря на пониженную чувствительность к постоянному излучению, могут быть высокоэффективными при регистрации импульсов излучения длительностью меньше времени тепловой релаксации болометра. Там же было показано, что на основе таких болометров могут быть разработаны неохлаждаемые матричные приемники импульсного терагерцового излучения, характеризующиеся минимальной обнаруживаемой энергией менее $1 \cdot 10^{-12}$ J и кадровой частотой до 1000 Hz.

В настоящей работе экспериментально исследуются зависимости величины сигнала терагерцового неохлаждаемого ММБП с тонким металлическим поглотителем от величины теплопроводности и времени тепловой релаксации болометра, длительности импульса излучения, частоты его повторения и от направления поляризации терагерцового излучения. Проводятся сравнения с теоретическими соотношениями, приведенными в работе [34].

1. Экспериментальная методика

Экспериментальные исследования проводятся с использованием изготовленного в Институте физики полу-

проводников им. А.В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск) ММБП форматом 320×240 пикселей и квантово-каскадного лазера (TeraCascade 100 QCL, Lytid SAS), работающего на длине волны $100\ \mu\text{m}$. Пиксели ММБП размером $51 \times 51\ \mu\text{m}$ состоят из микроболометров, каждый из которых представляет собой термочувствительную мембрану, подвешенную на тонких слабо теплопроводящих балках над кремниевой подложкой, в которой выполнена схема считывания сигналов. Термочувствительная мембрана состоит из двух слоев оксинитрида кремния толщиной $\approx 150\ \text{nm}$, выполняющих роль несущих и пассивирующих слоев, и расположенного между ними слоя оксида ванадия толщиной $\approx 100\ \text{nm}$, выращенного реактивным ионно-лучевым методом и выполняющего роль термочувствительного сопротивления. Высота подвески мембраны болометра над кремниевой подложкой составляет $\approx 2\ \mu\text{m}$ и является близкой к оптимальному значению, обеспечивающему эффективное поглощение ИК излучения с длинами волн порядка $10\ \mu\text{m}$. Более детальное описание ММБП, включая принцип работы кремниевой схемы считывания, можно найти в работах [35,36]. Исследованные в настоящей работе ММБП отличались от представленных в [35,36] приемников, разработанных для спектрального диапазона 8–14 μm , тем, что для повышения коэффициента поглощения THz-излучения на мембрану микроболометров первых 182 строк матричного приемника был нанесен тонкий металлический поглотитель излучения с близким к оптимальному слоевым сопротивлением $\approx 70\ \Omega/\square$ [5,37]; у болометров остальных 58 строк металлический поглотитель отсутствовал (рис. 1, *a*). Кроме того, в отличие от

работ [6,35,36], в которых в вакуумном корпусе ММБП применялось германиевое входное окно, просветленное в диапазоне 8–14 μm , в настоящей работе входное окно толщиной 2 mm было выполнено из непросветленного высокоомного кремния, более прозрачного в THz-области [37].

Считывание сигналов с элементов ММБП проводилось построчно с частотой кадров 25 или 50 Hz, так что измерения элементов каждой следующей строки производилось через 40 ms/240 \approx 166 μs или 20 ms/240 \approx 83 μs после измерения предыдущей. Модуляция THz-излучения осуществлялась либо на разных частотах (от 3 до 511 Hz) со скважностью 2 при помощи встроенных в ККЛ аппаратных средств, либо коротким внешним импульсным напряжением, синхронизированным с управляющим работой ММБП кадровым импульсом, при этом скважность могла достигать 20. При высоком вакууме теплопроводность болометра G_0 и время тепловой релаксации болометра τ_0 составляли 0.8 $\cdot 10^{-7}$ W/K и 15 ms соответственно. После откачки вакуумного корпуса ММБП до 2.5 $\cdot 10^{-5}$ mbar турбомолекулярный вакуумный насос отключался, и давление газа в корпусе постепенно возрастало, что приводило к повышению теплопроводности болометра G и понижению времени тепловой релаксации болометра $\tau = C/G$, где C — теплоемкость болометра, равная $\sim 1.2 \cdot 10^{-9}$ J/K. Направление поляризации THz-излучения относительно микроболометров изменялось путем поворота вакуумного корпуса ММБП вокруг оси трубки, через которую проводилась откачка воздуха из корпуса ММБП.

2. Отклик микроболометрических приемников на импульсное THz-излучение с малой скважностью

На рис. 1, *b* показана 3D-топограмма пикового (максимального по времени) значения отклика (сигнала) ММБП V_S при его освещении импульсом THz-излучения длительностью $t_p \approx 70$ ms, при которой зависимость сигнала от времени выходила на насыщение (поскольку t_p значительно превышает $\tau_0 = 15$ ms) и, следовательно, пиковый сигнал был равен сигналу в режиме постоянного освещения. В данных измерениях ККЛ и ММБП не были синхронизированы: период следования импульсов излучения Θ составлял ~ 140 ms и значительно превышал время записи одного кадра (40 ms). Следовательно, измеренные величины сигналов могли меняться от максимального (пикового) значения (если считывание сигнала с освещаемых строк происходило в моменты времени насыщения сигнала) до нуля (если считывание сигнала с освещаемых строк происходило непосредственно перед приходом очередного импульса излучения), поэтому для определения величины пикового сигнала из серии последовательно измеренных кадров выбирался кадр с максимальными значениями сигнала V_S . Излучение ККЛ

с помощью полиметилпентеновой (Polymethylpentene (PMP) или TPX) линзы фокусировалось на область ММБП, содержащую только микроболометры с металлическим поглотителем. Основная часть излучения была сосредоточена в пятне размером 20 \times 20 пикселей. Мощность излучения ККЛ P_{THz} , падающего на ММБП, определялась с помощью пироэлектрического приемника THZ51-BL-BNC (Gentec Electro-Optics, Inc) и составляла ~ 50 μW . Интегральная величина сигналов V_S по всем подверженным излучению пикселям $V_{S,\text{Int}}$ составила 8.7 $\cdot 10^3$ mV. Чувствительность микроболометров к „постоянному“ THz-излучению $S = V_{S,\text{Int}}/P_{\text{THz}}$ составила $\sim 1.8 \cdot 10^5$ V/W, что при учете величины шума приемника $V_{\text{noise}} = 0.25$ mV дает минимальную обнаружимую мощность $P_{\text{th}} = V_{\text{noise}}/S = 1.4 \cdot 10^{-9}$ W. Мощность излучения, падающая на пиксель, соответствующий максимальному сигналу $V_{S,\text{max}} \approx 41$ mV (рис. 1, *b*), определяется соотношением $P_{\text{pix,max}} = V_{S,\text{max}}/S$ и составляет $\sim 2.3 \cdot 10^{-7}$ W.

Вокруг главного максимума распределения сигналов ММБП имеются дополнительные лепестки в виде кольца (рис. 1, *b*). Величина сигнала на кольце имеет угловую зависимость со значительным понижением сигнала вдоль строки, проходящей через максимум основного пика. По мере расфокусирования излучения количество колец увеличивалось (до 10 штук и более) при одновременном понижении величины основного максимума. Такое распределение регистрируемого излучения ККЛ — в виде концентрических колец — обусловлено интерференцией излучений, выходящих из двух его торцевых граней, расположенных на расстоянии порядка 1 mm [38,39]. Кроме того, дополнительный вклад в интерференцию могут вносить линза, выходное окно ККЛ и входное окно ММБП.

С целью изучения влияния тонкого металлического поглотителя излучения на величину сигнала приемника фокусировка излучения ККЛ осуществлялась на границу областей ММБП, содержащих микроболометры с металлическим поглотителем и без него. При этом направление поляризации THz-излучения устанавливалось либо вертикально (по оси Y на рис. 1, *a*), либо горизонтально (по оси X на рис. 1, *a*). На рис. 2 приведены результаты измерений, выполненных при модуляции ККЛ с частотой 50 Hz (скважность равна 2). Видно, что тонкий металлический поглотитель повышает величину сигнала болометров V_S при вертикальной поляризации THz-излучения более чем в два раза. Для горизонтальной поляризации при наличии поглотителя величина сигнала значительно меньше, чем при вертикальной поляризации (примерно в 5 раз), а при отсутствии поглотителя — сигнал практически отсутствует ($V_S \approx 1$ mV). Такую поляризационную зависимость сигнала можно объяснить тем, что в отсутствие поглотителя достаточно эффективное поглощение вертикально поляризованного THz-излучения обусловлено вертикально расположенными контактами к термочувствительному слою оксида ванадия (на рис. 1, *a* выделены белыми сплошными ли-

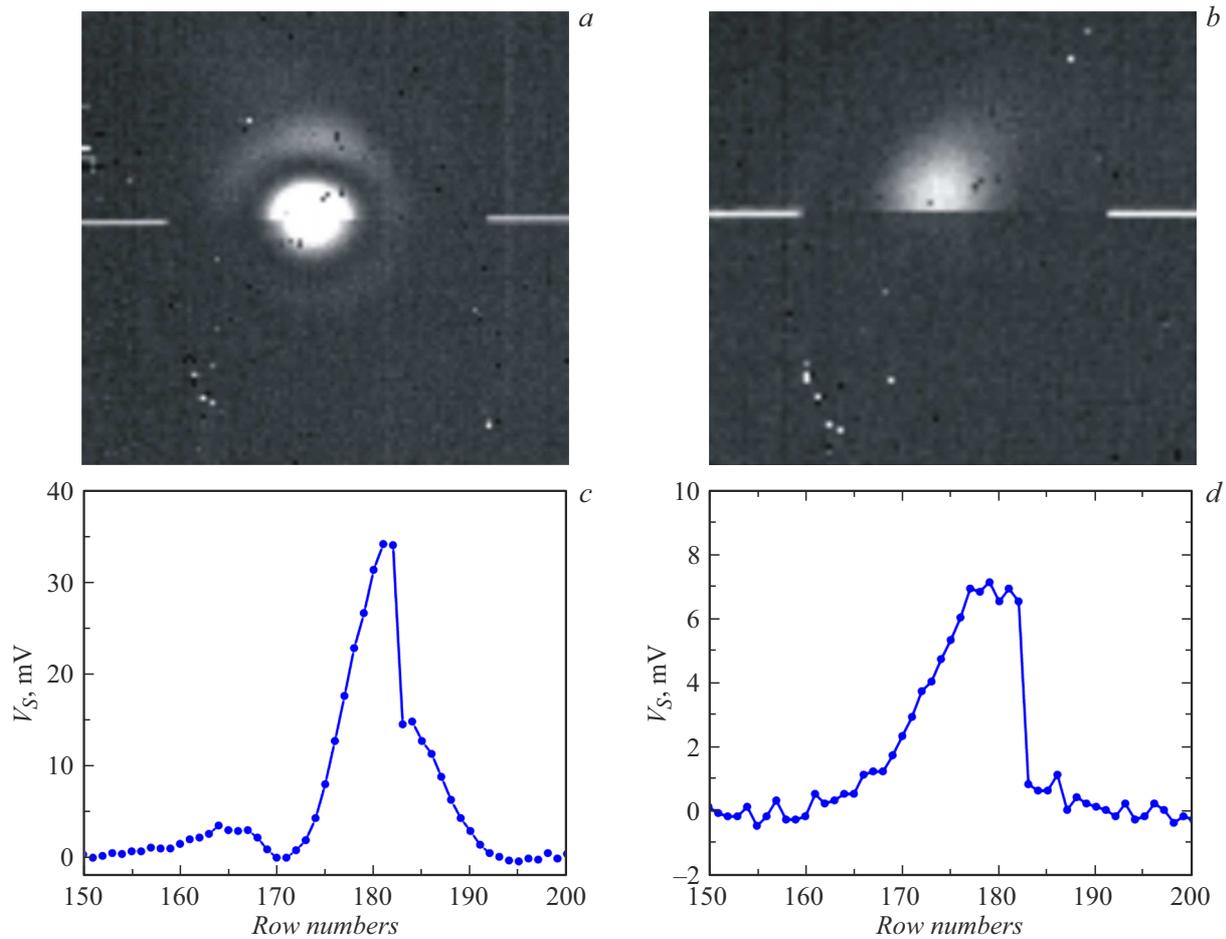


Рис. 2. Топограммы сигнала ММБП при его освещении импульсным ТНз-излучением с длиной волны $100\mu\text{m}$ (*a, b*) и распределения сигнала по чувствительным элементам столбца, проходящего через максимум сигнала (*c, d*). Граница областей ММБП, содержащих микроболометры с металлическим поглотителем и без него, проходит между 182 и 183 строками (на *a, b* она отмечена белыми горизонтальными черточками). Поляризация ТНз-излучения вертикальная (по оси Y на рис. 1, *a*) (*a, c*) и горизонтальная (по оси X на рис. 1, *a*) (*b, d*). Давление в корпусе ММБП равно $2.5 \cdot 10^{-5}$ mbar.

ниями), выполняющими роль микроантенн (их ширина $4\mu\text{m}$, длина $24\mu\text{m}$, слоевое сопротивление $\approx 10\Omega/\square$, что обеспечивает им продольное сопротивление, равное 60Ω , близкое к характерному сопротивлению излучения полуволновой дипольной антенны). Горизонтально расположенные шины (ширина $1.5\text{--}2\mu\text{m}$, длина $30\mu\text{m}$, слоевое сопротивление $\approx 25\Omega/\square$), проходящие по несущим балкам микроболометра, обладают продольным сопротивлением $\approx 375\text{--}500\Omega$, что много больше характерного сопротивления излучения полуволновой дипольной антенны, и поэтому являются неэффективными поглотителями излучения для обеих поляризаций.

Указанная выше сильная зависимость величины сигнала ММБП V_S от направления поляризации ТНз-излучения указывает на то, что механизм его формирования отличается от такового в спектральном диапазоне $8\text{--}14\mu\text{m}$, в котором поляризационной зависимости практически не наблюдается. Это также может вызывать сомнения в болометрической природе измеряемого сигнала, основанной на том, что излучение разогревает

термочувствительную мембрану и соответственно термочувствительное сопротивление. Альтернативным механизмом формирования сигнала, с учетом значительно более низких частот излучения, может быть, например, механизм выпрямления на $p\text{--}n$ -переходах кремниевой схемы считывания индуцированного микроантеннами переменного напряжения. Это послужило дополнительной мотивацией для выполнения нижеприведенных исследований, в результате которых установлено хорошее совпадение экспериментальных зависимостей величины сигнала от длительности импульса ТНз-излучения, частоты его повторения и величины давления газа в корпусе ММБП с расчетами, выполненными в рамках болометрической модели, что уверенно подтверждает болометрическую природу сигнала.

Изучение влияния частоты следования импульсов излучения проводилось путем фокусировки излучения ККЛ на область ММБП, содержащую только микроболометры с тонким металлическим поглотителем, и изменения частоты импульсов f от 3 до 511Hz при

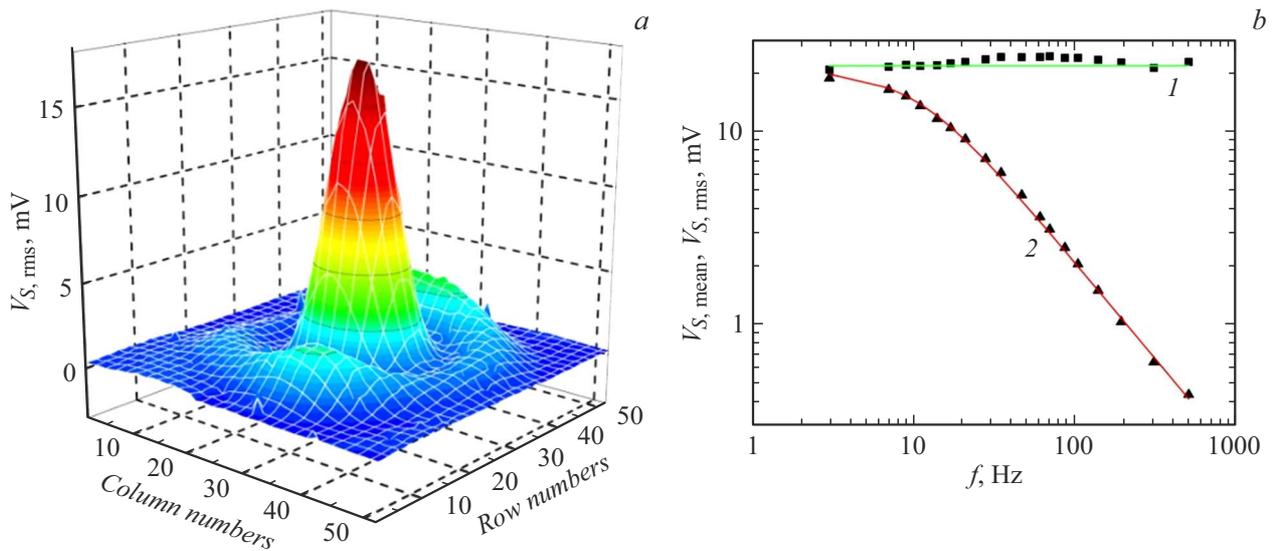


Рис. 3. *a* — 3D-топограмма среднеквадратичного отклонения сигнала ММБП $V_{S,rms}$ при его освещении импульсным THz-излучением (длина волны $100\ \mu\text{m}$, частота импульсов $7\ \text{Hz}$, скважность 2); *b* — зависимости максимальных значений среднего сигнала $V_{S,mean}$ (кривая 1) и его среднеквадратичного отклонения $V_{S,rms}$ (кривая 2) от частоты следования THz-импульса f . Точки — эксперимент, линии — расчет. Давление в корпусе ММБП равно $2.5 \cdot 10^{-5}\ \text{mbar}$.

постоянной скважности, равной 2. Учитывая несинхронизированный режим работы ККЛ и ММБП, а также большой диапазон частот следования импульсов THz-излучения, включающий частоты как значительно меньше, так и значительно больше кадровой частоты приемника, равной $25\ \text{Hz}$, в качестве измеряемых величин были выбраны среднее значение сигнала $V_{S,mean}$ и его среднеквадратичное отклонение от среднего значения $V_{S,rms}$, которые вычислялись по 50 последовательно измеренным кадрам. 3D-топограмма среднеквадратичного отклонения $V_{S,rms}$, измеренная при частоте следования импульсов $7\ \text{Hz}$, приведена на рис. 3, *a*. Топограмма среднего значения сигнала $V_{S,mean}$ имела аналогичный вид, но ее значения были немного выше. Приведенные на рис. 3, *b* частотные зависимости $V_{S,mean}$ и $V_{S,rms}$ измерялись на пикселях, соответствующих максимальным значениям $V_{S,mean}$ на 3D-топограмме. Среднее значение $V_{S,mean}$ практически не зависит от частоты следования импульсов THz-излучения, а среднеквадратичное отклонение $V_{S,rms}$ близко к среднему значению на частотах менее $5\ \text{Hz}$ и уменьшается обратно пропорционально частоте f при ее значениях более $20\ \text{Hz}$.

Указанное выше поведение $V_{S,mean}$ и $V_{S,rms}$ можно пояснить зависимостями отклика болометра V_S от времени t при воздействии на него следующих с различными частотами прямоугольных импульсов излучения (рис. 4), рассчитанными при помощи соотношений, приведенных в [34]. Вследствие симметрии отклика болометра относительно значения $V_{S,P,mean}$, обусловленного постоянным излучением мощностью P_{mean} , равной среднему по времени значению мощности падающего на болометр модулированного излучения, имеющейся при скважности импульса равной 2, среднее значение

сигнала $V_{S,mean}$ оказывается равным $V_{S,P,mean}$ и не зависит от частоты импульсов. При этом значение $V_{S,mean}$ равно половине максимального значения $V_{S,max}$, достигаемого при освещении импульсами излучения длительностью $t_p \gg \tau$. В согласии со сказанным приведенное на рис. 3, *b* значение сигнала $V_{S,mean} \approx 21\ \text{mV}$, измеренное при частоте $f = 3\ \text{Hz}$, близко к половине максимального сигнала $V_{S,max} \approx 41\ \text{mV}$, приведенного на рис. 1, *b*. На низких частотах, т.е. при $t_p \gg \tau$, как можно видеть из рис. 4, форма сигнала стремится к прямоугольной, и, следовательно, среднеквадратичное отклонение $V_{S,rms}$ стремится к значению $V_{S,P,mean}$. На больших частотах (соответствующих условию $t_p < \tau$) $\Delta V_S = V_S - V_{S,mean}$ пропорционально длительности импульса излучения t_p , и среднеквадратичное отклонение $V_{S,rms}$ оказывается обратно пропорциональным частоте следования импульсов. В целом, представленные на рис. 3, *b* экспериментальные данные хорошо соответствуют теоретическим зависимостям, рассчитанным при помощи приведенных в [34] соотношений, полученных в рамках болометрической модели формирования сигнала.

Повышение давления газа в вакуумном корпусе ММБП приводит к увеличению теплопроводности G болометра и соответственно к уменьшению его времени тепловой релаксации τ . На рис. 5 приведены зависимости среднего значения сигнала $V_{S,mean}$ и его среднеквадратичного отклонения $V_{S,rms}$ от давления газа P в вакуумном корпусе ММБП, измеренные для различных частот следования импульсов THz-излучения. Видно, что при давлении газа менее $1\ \text{mbar}$ среднее значение сигнала $V_{S,mean}$ практически не зависит от давления, а при P более $1\ \text{mbar}$ обратно пропорционально зависит от P : $V_{S,mean} \propto 1/P$. При этом в соответствии с вы-

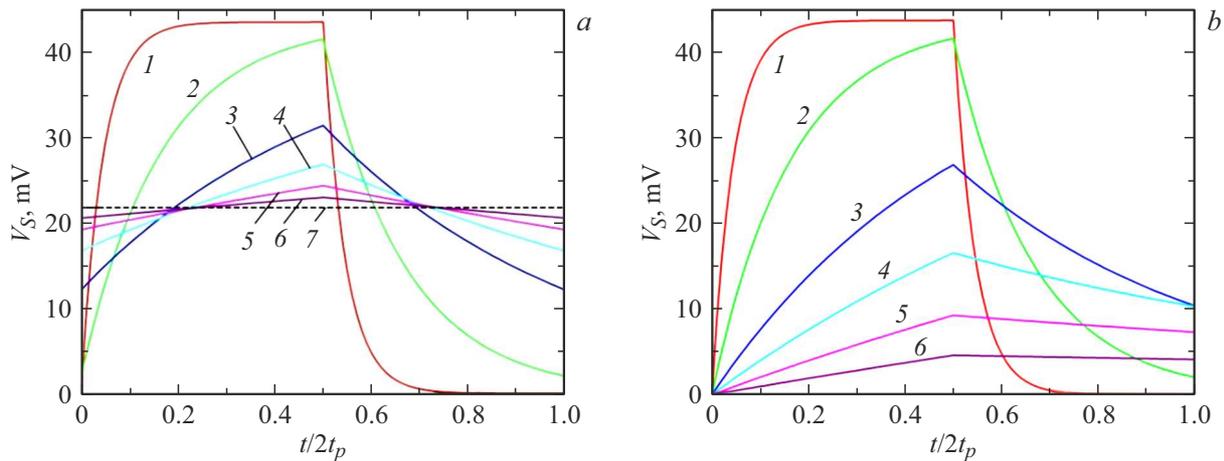


Рис. 4. Теоретические зависимости отклика болометра V_S при воздействии на него прямоугольных импульсов ТНz-излучения длительностью $t_p = 1/2f$, следующих с периодом $\Theta = 1/f = 2t_p$ (a) и с периодом $\Theta = 100/f = 200t_p$ (b). Зависимости 1–6 соответствуют частотам $f = 3, 11, 35, 70, 140$ и 300 Hz; прямая 7 соответствует среднему значению V_S . Тепловое время релаксации болометра $\tau_0 = 15$ ms.

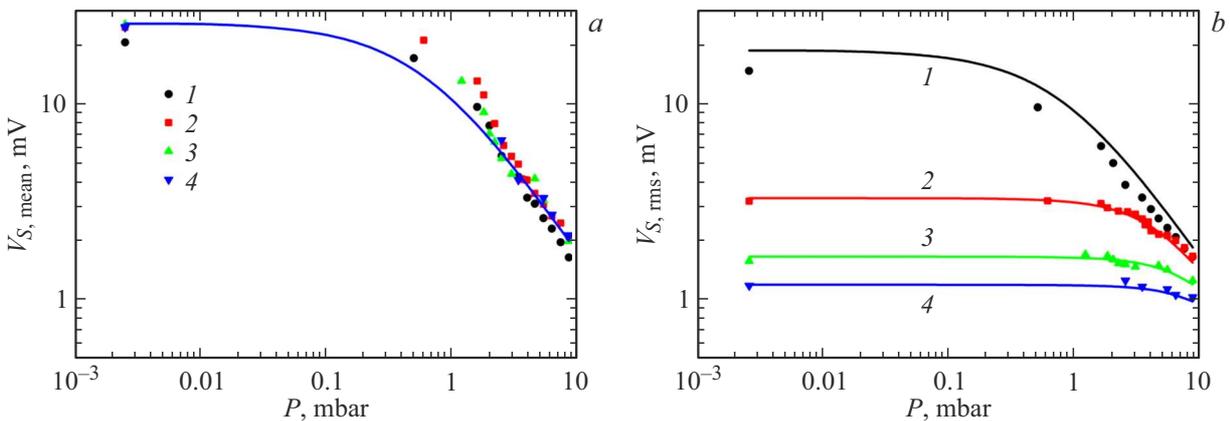


Рис. 5. Зависимости среднего значения сигнала $V_{S,mean}$ (a) и его среднеквадратичного отклонения $V_{S,rms}$ (b) от давления газа P в вакуумном корпусе ММБП, измеренные (точки) и рассчитанные (линии) при различных значениях частоты следования импульсов ТНz-излучения, f : 1 — 7, 2 — 40, 3 — 140, 4 — 195 Hz. Сквозность импульсов равна 2.

шесказанным $V_{S,mean}$ не зависит от частоты следования импульсов излучения. Среднеквадратичное отклонение сигнала $V_{S,rms}$ на низких частотах примерно так же зависит от давления, как и среднее значение $V_{S,mean}$, в соответствии с тем, что в предельном случае $\Theta \gg \tau$ и скважности, равной двум, $V_{S,rms} = V_{S,mean}$. На высоких частотах $V_{S,rms}$ слабо зависит от давления газа и, следовательно, от теплопроводности и времени тепловой релаксации болометра. На рис. 5 также приведены теоретические зависимости, рассчитанные при помощи приведенных в [34] соотношений, в которых зависимость теплопроводности болометра G от давления газа P задавалась следующим соотношением [40]:

$$G = G_0 = \kappa_0 \frac{A}{d} \frac{1}{1 + CT_a/Pd}.$$

Здесь G_0 — теплопроводность болометра при высоком вакууме; κ_0 — удельная теплопроводность воздуха при

нормальных условиях, равная $28.4 \cdot 10^{-3} \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$; A — площадь микроболометра, равная $1.6 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$; d — толщина вакуумного зазора между мембраной болометра и подложкой, на которой он изготовлен, равная $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$; $C = 7.6 \cdot 10^{-5} \text{ N}/(\text{K}\cdot\text{m})$ — константа; $T_a = 300 \text{ K}$ — средняя абсолютная температура газа в корпусе ММБП, P — давление газа, выраженное в паскалях.

При расчете приведенных на рис. 5 зависимостей предполагалось, что давление в вакуумном корпусе ММБП составляло 60% от давления, измеряемого датчиком, установленным на турбомолекулярном насосе. Видно, что экспериментальные и расчетные зависимости достаточно хорошо совпадают. Учитывая, что давление газа менее $P = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ не оказывало заметного влияния на величину сигнала ММБП, экспериментальные данные, соответствующие давлению $P = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$, при котором турбомолекулярный вакуумный насос от-

ключался, для наглядности и компактности рис. 5 перенесены в точку $P = 2.5 \cdot 10^{-3}$ mbar. По мере замедления турбины насоса, значения давления изменялись слишком быстро вплоть до значения $P = 0.5$ mbar, поэтому экспериментальные данные приведены или для давлений $P \geq 0.5$ mbar, или для давлений, при которых происходит изменение сигнала. Расчетные зависимости приведены для диапазона давлений $P = 2.5 \cdot 10^{-3} - 10$ mbar.

3. Отклик микроболометрических приемников на импульсное THz-излучение с большой скважностью

Выше мы рассматривали случай, когда скважность импульса излучения равна 2, а период следования импульсов Θ может быть меньше времени тепловой релаксации болометра τ . Далее мы рассмотрим случай, когда скважность импульсов излучения велика, например, равна или более 10, а период следования импульсов излучения заведомо больше τ . В этом случае болометр успевает остыть между двумя последовательными импульсами излучения (рис. 4, b). При этом если длительность импульса излучения t_p существенно меньше времени релаксации болометра τ , то величина пикового значения отклика болометра V_s оказывается пропорциональной величине энергии импульса излучения (или длительности импульса t_p , если мощность излучения не меняется), а не его мощности, и обратно пропорциональной теплоемкости болометра [34].

При проведении нижеизложенных экспериментальных исследований зависимостей отклика ММБП от длительности импульса THz-излучения и от давления газа в корпусе приемника, модуляция излучения ККЛ осуществлялась внешним импульсным напряжением, синхронизированным с управляющим работой ММБП кадровым импульсом.

Поскольку ККЛ и ММБП в данном случае были синхронизированы, то путем введения задержки импульса ККЛ относительно кадрового импульса ММБП мы могли осуществлять считывание сигналов со строк матричного приемника, которые освещались THz-излучением, либо сразу после окончания импульса излучения, либо непосредственно перед его приходом (рис. 6). Видно, что за время между импульсами излучения, которое равно $\Theta - t_p \approx 36 - 38$ ms, микроболометры успевают остыть, поскольку время тепловой релаксации болометров $\tau_0 = 15$ ms более чем в 2 раза меньше времени между импульсами излучения, а величина отклика ММБП V_s пропорциональна длительности импульса излучения t_p . Заметим, что время считывания сигналов с 20 строк, на которых расположен основной пик сигнала, составляет $(20/240)40$ ms = 3.3 ms, что много меньше τ_0 и, следовательно, измеряемое пространственное распределение

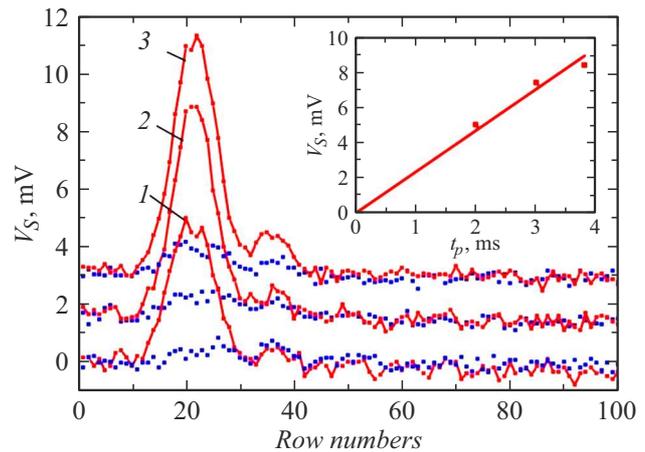


Рис. 6. Распределение величины отклика ММБП V_s на короткий импульс THz-излучения по элементам столбца микроболометров, проходящего через максимум интенсивности THz-излучения. Частота кадров и частота следования импульсов равны 25 Hz, длительность импульса излучения: 1 — 2.0, 2 — 3.0, 3 — 3.8 ms. Линиями с точками показаны сигналы, измеренные сразу после прохождения импульса излучения, точками — непосредственно перед его приходом. На вставке показана зависимость величины отклика V_s от длительности импульса излучения t_p . Давление в корпусе ММБП равно $2.5 \cdot 10^{-5}$ mbar.

энергии импульса THz-излучения не искажается сколько либо значительно за счет остывания микроболометров.

С целью исследования отклика ММБП на короткое импульсное THz-излучение в зависимости от величины теплопроводности и времени тепловой релаксации болометра с помощью линз на поверхности ММБП одновременно создавалось как изображение модели абсолютно черного тела (АЧТ), нагретого до 400°C , так и изображение сфокусированного импульсного THz-излучения. Топограмма наблюдаемых сигналов приведена на вставке рис. 7. Поскольку сигнал от THz-излучения ККЛ был значительно слабее, чем сигнал от ИК излучения АЧТ, верхняя и нижняя половины топограммы представлены с разным контрастом. Области, соответствующие микроболометрам с металлическим поглотителем и без него, находятся соответственно выше и ниже белых горизонтальных черточек.

Постоянное ИК излучение от АЧТ использовалось для определения теплопроводности болометра $G = G_0 (V_{S,IR,cont_0}/V_{S,IR,cont})$ и соответственно времени тепловой релаксации болометра $\tau = \tau_0 G_0/G$, изменяющихся при повышении давлений газа в корпусе ММБП. Здесь $V_{S,IR,cont_0}$ и $V_{S,IR,cont}$ — значения сигнала в области постоянной ИК засветки при высоком и пониженном вакууме соответственно. На рис. 7 показаны зависимости пикового значения сигнала ММБП $V_{S,THz,imp}$ от времени тепловой релаксации τ при его облучении короткими импульсами THz-излучения (период $\Theta = 40$ ms). Теоретические зависимости рассчитывались по соотношениям, приведенным в [34]. Видно, что имеется хорошее

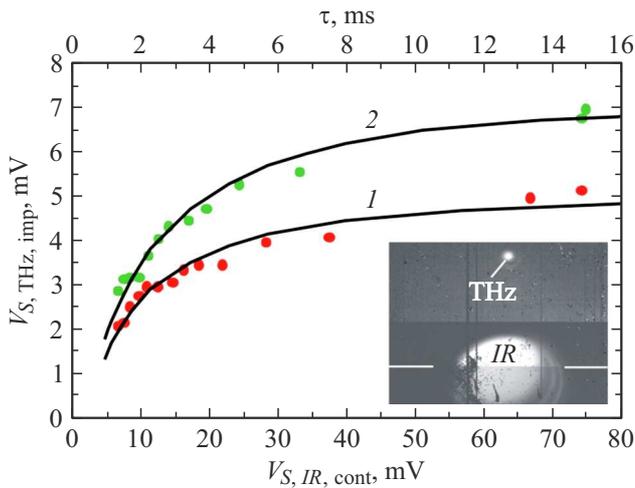


Рис. 7. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости пикового значения сигнала ММБП $V_{S, THz, imp}$ от времени тепловой релаксации τ и величины сигнала в области постоянной ИК засветки $V_{S, IR, cont}$ при облучении ММБП импульсами THz-излучения длительностью 2 (кривая 1) и 3 мс (кривая 2). На вставке приведена топограмма сигналов, обусловленных постоянным ИК и импульсным THz-излучением.

соответствие эксперимента и теории. В частности, в согласии с изложенным в [34], при значениях τ , много больших длительности импульса излучения t_p , величина сигнала $V_{S, THz, imp}$ слабо зависит от τ .

Из вставки на рис. 7 видно, что наличие металлического поглотителя повышает сигнал болометра не только в случае THz-излучения, но и в случае ИК излучения АЧТ (уровень сигнала от АЧТ выше в области, состоящей из микроболометров с тонким металлическим поглотителем — на топограмме сигнал возрастает от темного к светлому). Однако здесь следует отметить, что в случае узкополосного излучения ККЛ повышение величины сигнала $V_{S, THz, imp}$ означает повышение вольт-ваттной чувствительности к THz-излучению, в то время как в случае широкополосного ИК излучения АЧТ сигнал увеличивается вследствие расширения полосы поглощения. Действительно, при отсутствии тонкого металлического поглотителя ИК излучение поглощается изготовленной из оксинитрида кремния мембраной микроболометра в достаточно узком диапазоне длин волн (8–13.5 μm [41]), а при наличии металлического поглотителя — в более широком диапазоне (например, 6–50 μm при слоевом сопротивлении поглотителя, равном 100 Ω/\square [42]), ограниченном интерференцией волн в тонком резонаторе, образованном металлическим поглотителем и зеркалом, находящимся на кремниевой подложке, расположенной на расстоянии $\approx 2.5 \mu\text{m}$ от мембраны болометра. При этом вольт-ваттная чувствительность к ИК излучению в диапазоне 8–14 μm может даже понизиться при наличии металлического поглотителя [5].

Минимальная обнаруживаемая энергия импульса THz-излучения Q_{th} может быть определена по пиково-

му значению сигнала $V_{S, THz, imp} = 7 \text{ mV}$, измеренному в центре сфокусированного THz-излучения при длительности импульса $t_p = 3 \text{ ms}$ (рис. 6) и падающей на соответствующий пиксель мощности излучения $P_{pix, max} \approx 2.3 \cdot 10^{-7} \text{ W}$, найденной в разд. 2. Полученное таким методом значение $Q_{th} = P_{pix, max} t_p$ ($V_{noise}/V_{S, THz, imp} \approx 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ J}$ близко к значению, которое может быть получено другим способом: $Q_{th} = \tau_0 P_{th} = 2.1 \cdot 10^{-11} \text{ J}$, где P_{th} — найденная в разд. 2 минимальная обнаружимая мощность, равная $1.4 \cdot 10^{-9} \text{ W}$). Отметим, что достигнутое в настоящей работе понижение P_{th} (примерно в 20 раз) в сравнении с аналогичными приемниками, представленными в работе [6], обусловлено, во-первых, заменой золь-гель метода получения термочувствительного слоя оксида ванадия на более совершенную ионно-лучевую технологию, во-вторых, применением тонких металлических поглотителей THz-излучения, в-третьих, заменой германиевого входного окна на кремниевое и, в-четвертых, повышением напряжения смещения болометра с 1 до 1.5 В, что соответственно привело к уменьшению P_{th} приблизительно в 2, 2, 3 и 1.5 раза (итого $2 \times 2 \times 3 \times 1.5 = 18$). Кроме того, приведенное в настоящей работе значение P_{th} получено для длины волны THz-излучения, равной 100 μm , в то время как в работе [6] оно было получено для длины волны, равной 130 μm , что также способствует понижению P_{th} вследствие повышения коэффициента поглощения излучения (см. рис. 11 в работе [37]). Последнее обусловлено тем, что в случае длин волн λ , значительно превышающих высоту подвески мембраны микроболометра h , тонкий металлический поглотитель излучения находится вблизи узла стоячей волны, образующейся при отражении падающего излучения от металлического отражателя, расположенного под болометром на поверхности кремниевой схемы считывания. При этом электрическое поле в области поглотителя и, следовательно, величина коэффициента поглощения оказываются малыми, но возрастающими пропорционально h/λ с уменьшением длины волны, достигая максимума при хорошо известном условии $h = \lambda/4$ [7].

Дальнейшее повышение чувствительности микроболометров с тонким металлическим поглотителем к THz-излучению можно осуществить путем просветления входного кремниевое окна, увеличения высоты подвески мембраны микроболометра с нанесенным на нее поглотителем, понижения теплоемкости (при детектировании коротких импульсов излучения) и теплопроводности микроболометров (при детектировании длинных импульсов или постоянного излучения).

Заключение

Установлено, что зависимости отклика ММБП от длительности импульса THz-излучения, частоты его повторения, давления газа в корпусе приемника, теплопроводности и величины времени тепловой релаксации

болметра хорошо описываются полученными в рамках болометрической модели теоретическими соотношениями [34], что позволяет уверенно применять данные приемники для контроля и измерения параметров импульсного ТГц-излучения в различных условиях.

Показано, что сигнал микроболометрического приемника при воздействии на него импульсного ТГц-излучения слабо зависит от теплопроводности болометра и соответственно от времени тепловой релаксации болометра, если длительность импульсов излучения меньше времени тепловой релаксации болометра. Это позволяет изготавливать высокочувствительные приемники импульсного излучения, работающие с кадровой частотой в несколько сотен герц. Исследованные приемники на длине волны $100\ \mu\text{m}$ обладают минимальной обнаруживаемой мощностью $1.4 \cdot 10^{-9}\ \text{W}$ и минимальной обнаруживаемой энергией $2.5 \cdot 10^{-11}\ \text{J}$, проявляя при этом высокую чувствительность к направлению поляризации ТГц-излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания FWGW-2022-0007.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Rogalski. *Progr. Quant. Electron.*, **27**(2–3), 59 (2003). DOI: 10.1016/S0079-6727(02)00024-1
- [2] A. Rogalski. *Progr. Quant. Electron.*, **36**(2–3), 342 (2012). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2012.07.001
- [3] A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.*, **21**(4), 406 (2013). DOI: 10.2478/s11772-013-0110-x
- [4] A.W.M. Lee, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**(13), 1415 (2006). DOI: 10.1109/LPT.2006.877220
- [5] N. Oda. *C.R. Physiq.*, **11**(7–8), 496 (2010). DOI: 10.1016/j.crhy.2010.05.001
- [6] М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, В.А. Кныазев, Г.Н. Кулипанов, Н.А. Винюков. *Appl. Phys. Lett.*, **92**(13), 131116 (2008). DOI: 10.1063/1.2898138
- [7] N. Nemoto, N. Kanda, R. Imai, K. Konishi, M. Miyoshi, S. Kurashina, T. Sasaki, N. Oda, M. Kuwata-Gonokami. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **6**(2), 175 (2016). DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2508010
- [8] F. Simoons, J. Meilhan. *Philosophical Transactions Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **372**(2012), 20130111 (2014). DOI: 10.1098/rsta.2013.0111
- [9] F. Simoons, J. Meilhan, J.-A. Nicolas. *J. Infrared Milli Terahz Waves*, **36**(10), 961 (2015). DOI: 10.1007/s10762-015-0197-x
- [10] Y. Amarasinghe, W. Zhang, R. Zhang, D.M. Mittleman, J. Ma. *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, **41**(2), 215 (2020). DOI: 10.1007/s10762-019-00647-4
- [11] Y. Yang, A. Shutler, D. Grischkowsky. *Opt. Express*, **19**(9), 8830 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.008830
- [12] G.S. Kent, B.R. Clemesha, R.W. Wright. *J. Atmospheric Terrestrial Phys.*, **29**(2), 169 (1967). DOI: 10.1016/0021-9169(67)90131-6
- [13] G.S. Kent, R.W. Wright. *J. Atmospheric Terrestrial Phys.*, **32**(5), 917 (1970). DOI: 10.1016/0021-9169(70)90036-X
- [14] G.-R. Kim, T.-I. Jeon, D. Grischkowsky. *Opt. Express*, **25**(21), 25422 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.025422
- [15] Y. Yang, M. Mandehgar, D. Grischkowsky. *Opt. Express*, **20**(24), 26208 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.026208
- [16] J.M. Dai, X.F. Lu, J. Liu, I.C. Ho, N. Karpowicz, X.-C. Zhang. *Terahertz Sci. Technol.*, **2**(4), 131 (2009). DOI: 10.11906/TST.131-143.2009.12.14
- [17] L.-Z. Tang, J.-Y. Zhao, Z.-H. Dong, Z.-H. Liu, W.-T. Xiong, Y.-C. Hui, A. Shkurinov, Y. Peng, Y.-M. Zhu. *Opt. Laser Technol.*, **141**, 107102 (2021). DOI: 10.1016/j.optlastec.2021.107102
- [18] G.-R. Kim, K. Moon, K.H. Park, J.F. O'Hara, D. Grischkowsky, T.-I. Jeon. *Opt. Express*, **27**(20), 27514 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.027514
- [19] D.S. Sitnikov, S.A. Romashevskiy, A.A. Pronkin, I.V. Ilina. *J. Physics: Conf. Ser.*, **1147**, 012061 (2019). DOI: 10.1088/1742-6596/1147/1/012061
- [20] V.L. Granatstein, G.S. Nusinovich. *J. Appl. Phys.*, **108**(6), 063304 (2010). DOI: 10.1063/1.3484044
- [21] G.S. Nusinovich, D.G. Kashyn, Y. Tatematsu, T. Idehara. *Phys. Plasmas*, **21**(1), 013108 (2014). DOI: 10.1063/1.4862779
- [22] C.W. Berry, M.R. Hashemi, M. Jarrahi. *Appl. Phys. Lett.*, **104**(8), 081122 (2014). DOI: 10.1063/1.4866807
- [23] D.S. Kim, D.S. Citrin. *Appl. Phys. Lett.*, **88**(16), 161117 (2006). DOI: 10.1063/1.2196480
- [24] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, K. Tanaka. *Appl. Phys. Lett.*, **98**(8), 091106 (2011). DOI: 10.1063/1.3560062
- [25] M.A. Belkin, F. Capasso. *Phys. Scripta*, **90**(11), 118002 (2015). DOI: 10.1088/0031-8949/90/11/118002
- [26] L. Li, L. Chen, J. Zhu, J. Freeman, P. Dean, A. Valavanis, A.G. Davies, E.H. Linfield. *Electron. Lett.*, **50**(4), 309 (2014). DOI: 10.1049/el.2013.4035
- [27] Q. Lu, M. Razeghi. *Photonics*, **3**(3), 42 (2016). DOI: 10.3390/photonics3030042
- [28] G. Liao, Y. Li, H. Liu, G.G. Scott, D. Neely, Y. Zhang, B. Zhu, Z. Zhang, C. Armstrong, E. Zemaityte, P. Bradford, P.G. Huggard, D.R. Rusby, P. McKenna, C.M. Brenner, N.C. Woolsey, W. Wang, Z. Sheng, J. Zhang. *Proc. National Acad. Sci. USA*, **116**(10), 3994 (2019). DOI: 10.1073/pnas.1815256116
- [29] X. Wu, D. Kong, S. Hao, Y. Zeng, X. Yu, B. Zhang, M. Dai, S. Liu, J. Wang, Z. Ren, S. Chen, J. Sang, K. Wang, D. Zhang, Z. Liu, J. Gui, X. Yang, Y. Xu, Y. Leng, Y. Li, L. Song, Y. Tian, R. Li. *Adv. Mater.*, **35**(23), 2208947 (2023). DOI: 10.1002/adma.202208947
- [30] B. Zhang, Z. Ma, J. Ma, X. Wu, C. Ouyang, D. Kong, T. Hong, X. Wang, P. Yang, L. Chen, Y. Li, J. Zhang. *Laser Photon. Rev.*, **15**(3), 2000295 (2021). DOI: 10.1002/lpor.202000295
- [31] Z. Yu, N. Zhang, J. Wang, Z. Dai, C. Gong, L. Lin, L. Guo, W. Liu. *Opto-Electron. Adv.*, **5**(9), 210065 (2022). DOI: 10.29026/oea.2022.210065
- [32] V.L. Bratman, A.A. Bogdashov, G.G. Denisov, M.Yu. Glyavin, Yu.K. Kalynov, A.G. Luchinin, V.N. Manuilov, V.E. Zapevalov, N.A. Zavolsky, V.G. Zorin. *J. Infrared Milli Terahz Waves*, **33**(7), 715 (2012). DOI: 10.1007/s10762-012-9898-6

- [33] G.S. Nusinovich, R. Pu, T.M. Antonsen Jr., O.V. Sinitsyn, J. Rodgers, A. Mohamed, J. Silverman, M. Al-Sheikhly, Y.S. Dimant, G.M. Milikh, M.Yu. Glyavin, A.G. Luchinin, E.A. Kopelovich, V.L. Granatstein. *J. Infrared Milli Terahz Waves*, **32** (3), 380 (2011). DOI: 10.1007/s10762-010-9708-y
- [34] М.А. Демьяненко, В.В. Старцев. *ЖТФ*, **92** (3), 443 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.03.52139.190-21 [M.A. Dem'yanenko, V.V. Startsev. *Tech. Phys.*, **67** (3), 347 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.03.53266.190-21]
- [35] В.Ш. Алиев, М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, И.В. Марчишин, В.Н. Овсяк, Б.И. Фомин. *Успехи прикладной физики*, **1** (4), 471 (2013).
- [36] М.А. Демьяненко, Б.И. Фомин, Л.Л. Васильева, С.А. Волков, И.В. Марчишин, Д.Г. Есаев, В.Н. Овсяк, В.Л. Дшхунян, Е.Б. Володин, А.В. Ермолов, П.П. Усов, В.П. Чесноков, Ю.С. Четверов, П.Н. Кудрявцев, А.Е. Здобников, А.А. Игнатов. *Прикладная физика*, **4**, 124 (2010).
- [37] N. Oda, H. Yoneyama, T. Sasaki, M. Sanoa, S. Kurashina, I. Hosako, N. Sekine, T. Sudoh, T. Irie. *Proc. SPIE*, **6940**, 69402Y (2008). DOI: 10.1117/12.781630
- [38] A.J.L. Adam, I. Kašalynas, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, J.R. Gao, E.E. Orlova, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **88** (15), 151105 (2006). DOI: 10.1063/1.2194889
- [39] E.E. Orlova, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, I. Kašalynas, A.J.L. Adam, J.R. Gao, T.M. Klapwijk, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (17), 173904 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.173904
- [40] H. Wu, S. Grabarnik, A. Emadi, G. de Graaf, R.F. Wolffenbuttel. *J. Micromech. Microeng.*, **19** (7), 074022 (2009). DOI: 10.1088/0960-1317/19/7/074022
- [41] J. Dupuis, E. Fourmond, D. Ballutaud, N. Bererd, M. Lemitte. *Thin Solid Films*, **519** (4), 1325 (2010). DOI: 10.1016/j.tsf.2010.09.036
- [42] М.А. Демьяненко. *Оптич. журн.*, **84** (1), 48 (2017). [M.A. Dem'yanenko. *J. Opt. Technol.*, **84** (1), 34 (2017). DOI: 10.1364/JOT.84.000034]