



Общероссийский математический портал

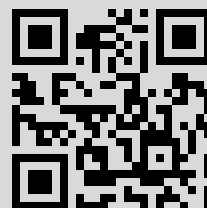
Н. А. Винокуров, М. А. Демьяненко, Д. Г. Есаев, Б. А. Князев, Г. Н. Кулипанов, О. И. Чащина, В. С. Черкасский, *Квантовая электроника*, 2009, том 39, номер 5, 481–486

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 84.237.42.62

20 сентября 2022 г., 08:27:41



Спекл-структура изображений объектов, освещаемых монохроматическим когерентным терагерцевым излучением

Н.А.Винокуров, М.А.Демьяненко, Д.Г.Есаев, Б.А.Князев,
Г.Н.Кулипанов, О.И.Чащина, В.С.Черкасский

Впервые с помощью лазера на свободных электронах и матрицы микроболометров получены изображения в терагерцевом диапазоне в реальном времени со скоростью записи до 90 кадров/с. При диффузном освещении объектов когерентным монохроматическим излучением изображения состоят из спеклов. Исследования статистических закономерностей для спекл-картин показали, что они с хорошей точностью подчиняются теории, развитой для спеклов видимого диапазона. Путем усреднения набора изображений с помощью вращающегося рассеивателя в течение времени экспонирования одного кадра (20 мс), а также путем суммирования статистически независимых спекл-картин многих кадров получены изображения приемлемого качества. Обсуждаются возможности терагерцевой спекл-фотографии и спекл-интерферометрии.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, лазер на свободных электронах, матрица микроболометров, изображения, спеклы.

1. Введение

Интерес к излучению терагерцевого диапазона обусловлен рядом причин. Малая энергия фотонов, не превышающая нескольких десятков миллиэлектронвольт, исключает ионизацию среды. Благодаря резкому уменьшению рэлеевского рассеяния с увеличением длин волн ($\sigma \sim \lambda^{-4}$) излучение хорошо проходит через мутные среды и мелкодисперсные материалы. В терагерцевом диапазоне находятся частоты вращательных переходов в легких молекулах и частоты колебаний твердотельной плазмы, а также характерные энергии водородных связей и вандерваальсовых сил межмолекулярного взаимодействия. Энергия фотонов терагерцевого излучения лежит в области энергетической щели сверхпроводников. Значительный интерес терагерцевый диапазон представляет для биологии и медицины [1], т. к. в нем лежат собственные частоты колебаний многих биологически важных молекул и энергия активации конформационных переходов. Поскольку многие неполярные материалы достаточно прозрачны для терагерцевого излучения, его использование открывает новые возможности для систем безопасности, медицинской диагностики, контроля качества изделий и т. п. [2–4]. В этих, а также в ряде других

приложений одной из важнейших задач является получение изображений объектов в терагерцевом диапазоне [5, 6].

Общепринятого соглашения о границах терагерцевого диапазона спектра не существует, и разные авторы указывают интервалы различной ширины в пределах 0.1 – 100 ТГц. Если в качестве критерия выбрать принцип действия источников излучения, то логично считать границами диапазона 0.5 и 20 ТГц, что соответствует длинам волн 600 и 15 мкм. Ниже 0.5 ТГц источниками излучения являются «электронные» устройства (гиротроны, оротроны, лампы обратной волны), а выше 20 ТГц – тепловые источники или лазеры. Внутри указанного диапазона возможна генерация излучения методами как электроники, так и фотоники. Прорыв в исследованиях терагерцевых волн был инициирован созданием широкополосных генераторов на основе фемтосекундных лазеров и развитием метода спектроскопии высокого временного разрешения – time-domain spectroscopy (TDS). Позднее появились источники монохроматического излучения (генераторы разностной частоты, параметрические генераторы). Обзор источников излучения терагерцевого диапазона можно найти, например, в [5].

Вплоть до недавнего времени мощность источников терагерцевого излучения лежала в интервале от нановатт до милливатт [7], а чувствительных многоэлементных детекторов не существовало. Изображения получали путем длительного (порой десятки минут) сканирования объекта сфокусированным терагерцевым пучком [5, 6]. Создание 50-милливаттного квантового каскадного лазера [8] и матричного микроболометрического приемника [9] позволило записывать изображения в реальном времени с частотой до 20 кадров в секунду. Недостатками квантового каскадного лазера являются необходимость его охлаждения до 117 К и невозможность перестройки заданной при изготовлении этого лазера часто-

Н.А.Винокуров, Б.А.Князев, Г.Н.Кулипанов. Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 11; e-mail: N.A.Vinokurov@inp.nsk.su, knyazev@phys.nsu.ru; G.N.Kulipanov@inp.nsk.su
М.А.Демьяненко, Д.Г.Есаев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13; e-mail: esaev@thermo.isp.nsc.ru
О.И.Чащина, В.С.Черкасский. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: cherk@phys.nsu.ru

Поступила в редакцию 31 июля 2008 г., после доработки – 14 ноября 2008 г.

ты генерации. Возможности получения изображений в терагерцевом диапазоне существенно расширились с запуском импульсно-периодического Новосибирского лазера на свободных электронах (далее – ЛСЭ) [10], на котором достигнута максимальная средняя мощность генерации 500 Вт при частоте следования импульсов 11.2 МГц.

В работе [11] была реализована рекордная для терагерцевого диапазона скорость записи изображений, равная 90 кадрам в секунду. Источником излучения служил ЛСЭ, а изображение регистрировалось матричным микроболометрическим приемником [12]. Вследствие большой длины волны излучения даже объекты с шероховатостью 20–40 мкм являются достаточно гладкими, и при их освещении лазерным излучением с малой расходимостью в изображении появлялись только те элементы поверхности объекта, зеркальное отражение от которых попадало в телесный угол оптической системы. При освещении объектов диффузно рассеянным излучением были впервые получены состоящие из спеклов изображения в терагерцевом диапазоне.

Свойства спеклов в видимом диапазоне детально исследованы, разработаны способы улучшения качества изображений, созданы методы измерений, основанные на использовании спекл-структур [13–16]. В терагерцевом диапазоне эффекты, связанные с хаотической интерференцией когерентного излучения, ранее регистрировались [17, 18] одиночными детекторами в виде флуктуаций интенсивности во времени при рассеянии терагерцевого пучка в случайно-неоднородных средах. Регистрация двумерных спекл-картин с временным разрешением открывает возможности для распространения области применения спекл-фотографии, спекл-интерферометрии и других методов, основанных на использовании спеклов, на терагерцевый диапазон. Поскольку характерная длина волны здесь на два порядка больше, чем у видимого света, то диапазон исследуемых параметров (например, величина смещения объекта) может быть существенно расширен. Прозрачность для терагерцевого излучения многих неполярных и непроводящих материалов, совершенно непрозрачных в видимом диапазоне, открывает дополнительные возможности для приложений.

2. Экспериментальная установка

Источником излучения служил лазер на свободных электронах [10], генерировавший непрерывную последовательность 100-пикосекундных импульсов с частотой повторения 5.6 МГц. Длина волны излучения лазера могла плавно перестраиваться в диапазоне 120–240 мкм (2.5–1.25 ТГц) при относительной ширине линии генерации 0.3%–1%. Все описанные далее эксперименты проводились при длине волны $\lambda = 130$ мкм. Излучение лазера было линейно поляризованным и пространственно когерентным. Диаметр лазерного пучка с распределением интенсивности, близким к гауссовому, был равен 50 мм, расходимость пучка составляла 3×10^{-3} рад.

На рис. 1, *a* показана система для получения изображений объектов в терагерцевом диапазоне. Объект мог освещаться либо узконаправленным лазерным пучком с помощью зеркала 31, либо излучением, рассеянным шероховатой медной фольгой с размером неоднородностей больше длины волны. Изображение объекта проецировалось полистиленовой линзой на чувствительную к терагерцевому излучению матрицу микроболометров, содер-

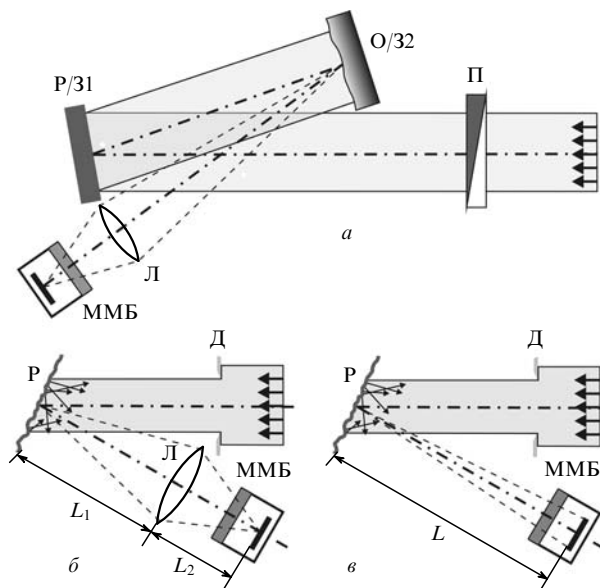


Рис. 1. Схема установки для записи изображений в терагерцевом диапазоне (*a*) и ее модификации для исследования субъективных (регистрация через линзу) (*б*) и объективных (непосредственная регистрация) (*в*) спеклов:

П – фотолитографический поляризатор; Р – рассеиватель из медной фольги; 31, 32 – зеркала; О – объект; Л – полистиленовая линза ($f = 54$ мм); Д – ирисовая диафрагма; ММБ – матрица микроболометров.

жащую 160×120 элементов общей площадью 8.21×6.1 мм². Вследствие высокой чувствительности матрицы, равной 1.3×10^{-3} Вт/см² [11], входящее излучение приходилось ослаблять, вращая установленный на входе фотолитографический поляризатор [19].

Пример изображения, записанного матрицей микроболометров при освещении объекта диффузным терагерцевым излучением, приведен на рис. 2, *a*. В данном случае объектом являлся 50-омный разветвитель стандарта СР-50, фотография которого приведена на рис. 2, *б*. Видно, что изображение объекта состоит из достаточно крупных спеклов. Для исследования статистических характеристик спеклов использовались модификации установки, показанные на рис. 1, *б, в*. В этом случае пучок терагерцевого излучения, диаметр которого мог изменяться с помощью ирисовой диафрагмы, падал на медный рассеиватель. Рассеянное излучение регистрировалось матрицей либо через линзу (субъективные спеклы), либо непосредственно (объективные спеклы).

3. Характеристики спекл-структуры

Если шероховатость рассеивателя больше длины волны, то, согласно теории [13], образуется развитая спекл-

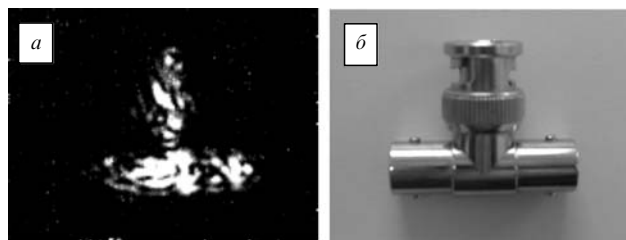


Рис. 2. Изображение 50-омного разветвителя, полученное с помощью матрицы микроболометров при освещении диффузным терагерцевым пучком (*a*) и обычного фотоаппарата (*б*).

структура с подчиняющейся гауссову распределению плотностью вероятности для интенсивности. Как известно, спеклы, с одной стороны, ухудшают качество изображений, а с другой – могут быть использованы для метрологических целей, в частности в спекл-фотографии и спекл-интерферометрии. Чтобы с уверенностью использовать эти методы, необходимо убедиться экспериментально, что статистические свойства наблюдаемых нами спеклов подчиняются тем же закономерностям, что и спеклов в видимом диапазоне. Для этого мы провели три серии измерений. Сначала с помощью матрицы микроболлометров были «сфотографированы» картины объективных и субъективных спеклов при изменении диаметра D падающего на рассеиватель пучка терагерцевого излучения от 5 до 30 мм и постоянных расстояниях L , L_1 и L_2

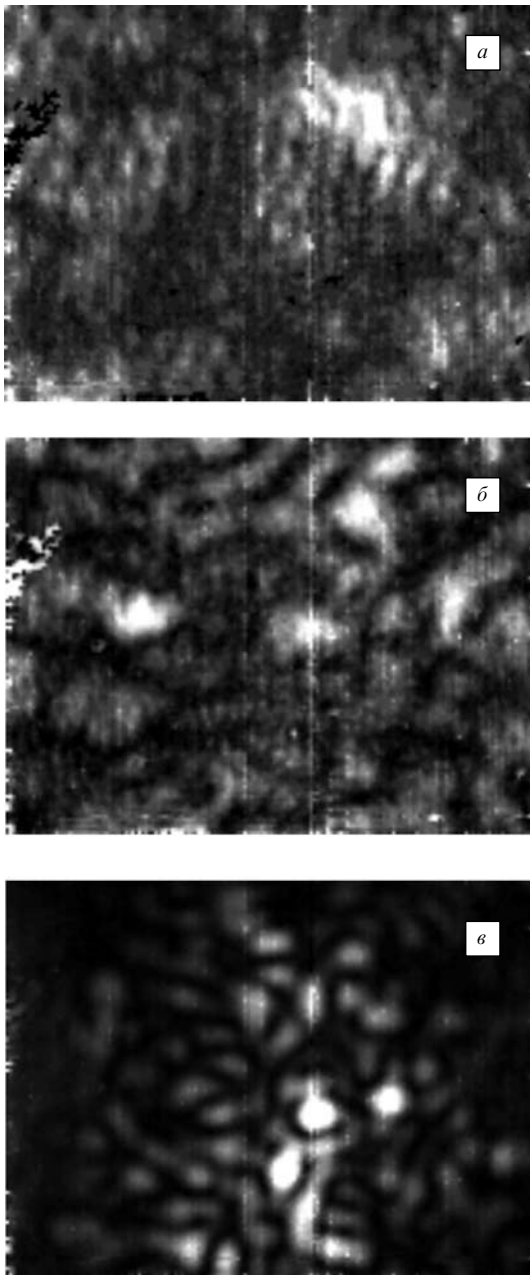


Рис.3. Спеклы, зарегистрированные матрицей микроболлометров (время экспонирования 20 мс) при освещении рассеивателя терагерцевыми пучками разного диаметра D : объективные спеклы при $D = 13$ (а) и 30 мм (б), а также субъективные спеклы при $D = 10$ мм (в).

(см. рис.1), а затем – картины объективных спеклов при изменении расстояния L от рассеивателя до матрицы в пределах 103–110 мм при постоянном диаметре D освещающего рассеиватель терагерцевого пучка. В этом разделе приведены результаты анализа в общей сложности двадцати трех изображений, содержащих 0.44 млн. элементов. Три спекл-картины показаны на рис.3.

Как и ожидалось, характерный размер b_s объективных спеклов (рис.3,а,б) изменялся обратно пропорционально диаметру терагерцевого пучка [20, с. 35]:

$$b_s \approx 1.5(\lambda L/D), \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения, а L – расстояние от рассеивателя до плоскости регистрации. В соответствии с теорией характерный размер субъективных спеклов

$$b_s \approx 1.22(\lambda L_1/d), \quad (2)$$

где L_1 – расстояние от рассеивателя до линзы, а d – диаметр линзы, не зависел от диаметра падающего пучка, и вид спекл-структуры (рис.3,в) сохранялся при изменении диаметра пучка практически неизменным.

Распределение интенсивности в спеклах малого размера хорошо соответствовало предсказываемому теорией закону

$$I(y) = 1 + \cos \left[2\pi \left(\frac{\Delta y}{3\lambda z} \right) \right]. \quad (3)$$

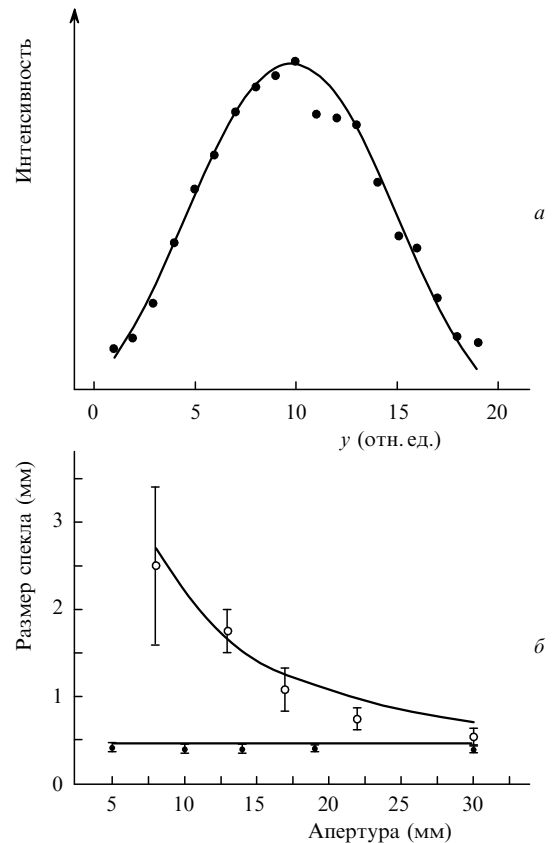


Рис.4. Распределение интенсивности по сечению объективного спекла при $D = 22$ мм (а) и характерные размеры субъективных (●) и объективных (○) спеклов в зависимости от диаметра терагерцевого пучка на рассеивателе (б).

Здесь y – координата, отсчитываемая от центра спекла, а L и z соответствуют D и L (в случае объективных спеклов) и d и L_1 (субъективные спеклы). Экспериментально измеренное распределение интенсивности для одного из спеклов показано точками на рис.4,*a* (сплошная кривая – подгонка экспериментальных данных функцией вида «единица плюс косинус»). Изображение спеклов большого размера искажалось довольно регулярной мелко-масштабной интерференцией, но общий размер пятен также хорошо соответствовал теоретическому. Происхождение мелко-масштабной интерференции пока не выяснено. Анализ всех изображений показал (рис.4,*б*), что зависимость размера пятен (ширина на половине интенсивности) от апертуры L очень близка к теоретическим значениям (1) и (2).

Поскольку характерный размер неоднородностей рассеивателя значительно превышал длину волны излучения, можно было ожидать, что при наших условиях реализуется развитая спекл-структура. Ее признаком является гауссово распределение интенсивности в спекл-картине. Гистограммы распределения интенсивности для всех двадцати трех кадров, после смещения нуля на величину фоновой засветки и шума, мало отличались от типичной гистограммы, показанной на рис.5 (субъективная спекл-картина, $L_1 = 106$ мм, $d = 40$ мм). Действительно, основная часть экспериментальных данных соответствует гауссову распределению (сплошная линия на рис.5). Согласно теории [13, с.18] в случае развитой спекл-картины экспоненциально спадающая зависимость должна начинаться при нулевой интенсивности. В нашем случае, однако, плотность мгновенного распределения интенсивности при малых значениях последней падает. Возможны несколько объяснений этого явления. Во-первых, матрица микроболометров, имевшая максимальную чувствительность в области 10–14 мкм, регистрировала неоднородное по полю постороннее фоновое свечение. При построении графика из интенсивности сначала вычиталась такая величина, чтобы гистограмма плотности вероятности начиналась при нулевой интенсивности. Очевидно, что при этом должно возникать искажение распределения в области малых интенсивностей. Во-вторых, к такому же эффекту мог приводить шум приемника (см. рис.2 в [21]). В-третьих, вследствие внутреннего отражения во входном окне матрицы она регистриро-

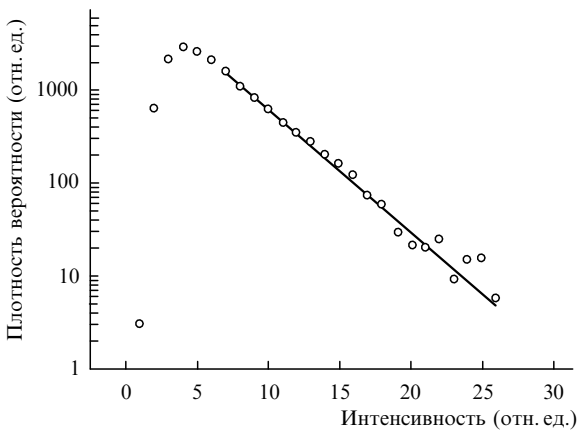


Рис.5. Плотность распределения мгновенной интенсивности по всем пикселям матрицы в спекл-картине, записанной при последовательном отражении терагерцевого пучка от рассеивателя Р и зеркала 32 в геометрии рис.1,*a*.

вала в каждом кадре наложение как минимум двух пучков. Поскольку задержка одного пучка относительно другого $\tau_{12} = nl/c \approx 55$ пс (здесь nl – оптическая толщина германиевого окна матричного приемника) близка к длительности импульса лазерного излучения, то можно считать, что происходит наложение двух спекл-картин (сложение их интенсивностей). Наложение двух спекл-картин, если линейный коэффициент корреляции между ними не равен единице, также приводит к уменьшению плотности распределения в начале координат до нуля [13, с.25]. Заметим, однако, что отклонение от гауссовой функции в нашем случае можно считать малым, поскольку критерий, свидетельствующий о близости функции к гауссовой, а именно контраст спекл-картины

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{(\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2)^{1/2}}{\langle I \rangle}, \tag{4}$$

для всех кадров оказался равным 1.04 ± 0.03 (при теоретическом значении $C = 1$). Таким образом, статистические характеристики первого порядка свидетельствуют о том, что спеклы в терагерцевом диапазоне подчиняются обычным закономерностям и что в нашем случае спекл-картину с достаточной точностью можно считать развитой.

Рассмотрим теперь статистические характеристики второго порядка. Из наших экспериментов можно вычислить кросс-корреляционный коэффициент Пирсона

$$c_{kl} = \frac{\langle I_k I_l \rangle - \langle I_k \rangle \langle I_l \rangle}{\left[\langle (I_k - \langle I_k \rangle)^2 \rangle \langle (I_l - \langle I_l \rangle)^2 \rangle \right]^{1/2}} \tag{5}$$

для любой пары кадров k и l , выбранных из двух наборов спекл-картин. В случае удаления плоскости регистрации от рассеивателя корреляция между объективными спекл-картинами, согласно теории [14, с.30], сохраняется до тех пор, пока смещение плоскости регистрации δz удовлетворяет условию $\delta z < 8\lambda L^2/D^2$. Кросс-корреляционные коэффициенты для восьми пар кадров, снятых с помощью матрицы микроболометров при диаметре D ос-

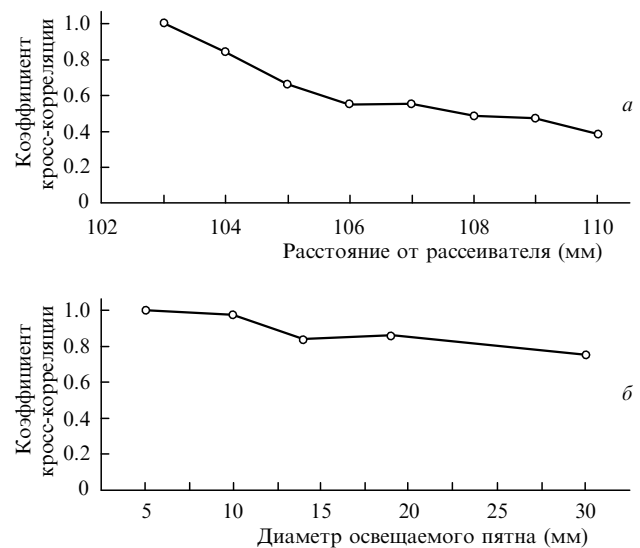


Рис.6. Кросс-корреляционные коэффициенты Пирсона, вычисленные для набора пар кадров, соответствующих перемещению плоскости регистрации спеклов вдоль оптической оси в геометрии рис.1,*a* (*a*) и изменению диаметра освещенной зоны рассеивателя (рис.1,*б*) (*б*).

вещаемой области рассеивателя, равном 30 мм, приведены на рис.6,а. Каждая точка соответствует кросс-корреляционному коэффициенту для кадра, зарегистрированного при указанном на оси ординат расстоянии, и кадра, снятого на расстоянии 103 мм. Видно, что кросс-корреляционный коэффициент становится равным 0.5 при смещении плоскости регистрации на 5 мм, тогда как $8\lambda L^2/D^2 = 13$ мм, что удовлетворяет приведенному выше условию.

Картина субъективных спеклов при неизменном диаметре линзы не должна зависеть от диаметра освещаемой области рассеивателя [13, 14]. Для проверки справедливости этого утверждения мы вычислили коэффициенты кросс-корреляции (рис.6,б) для последовательности кадров, снятых при неизменном положении линзы и матрицы микроболометров, но при различных диаметрах пятна терагерцевого излучения на рассеивателе. Видно, что при увеличении диаметра пятна в шесть раз коэффициент кросс-корреляции с хорошей точностью остается близким к единице. Систематическое уменьшение c_{kl} с ростом диаметра на 20% связано, скорее всего, со спадом интенсивности терагерцевого пучка на периферии (полуширина пучка ~ 40 мм) и с небольшой его неоднородностью. Таким образом, статистические характеристики как первого, так и второго порядков и в терагерцевом диапазоне частот удовлетворяют теоретическим ожиданиям.

4. Улучшение качества изображений

Изображения, полученные при диффузном освещении объектов когерентным терагерцевым излучением, как и следует из выражений (1) и (2), состоят из крупных спеклов, в двести раз больших по размеру, чем привычные спеклы, наблюдаемые в видимом диапазоне. По этой причине изображения предметов формируются малым числом спеклов, и качество изображения очень плохое. Примером может служить изображение металлического ключа, записанное с помощью матрицы микроболометров (рис. 7, кадр 73). Объект на этом кадре крайне трудно

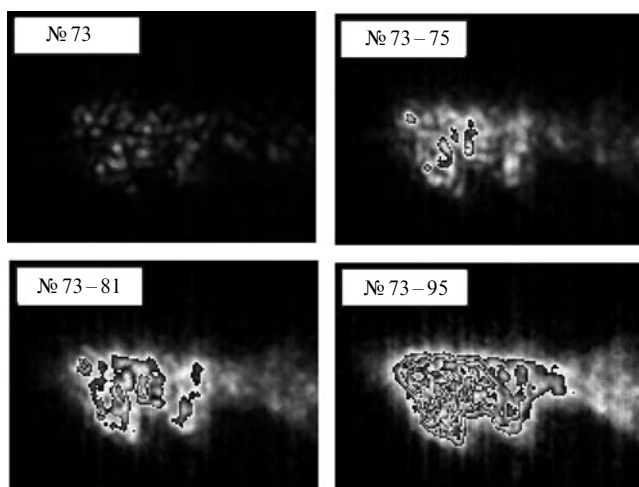


Рис.7. Изображения бородки металлического ключа, освещенного диффузным терагерцевым пучком, полученные при времени экспонирования 1/90 с в одном кадре (кадр № 73) и при наложении трех, девяти и двадцати трех кадров с некоррелированными спекл-картинами.

идентифицировать. Очевидно, что для получения более качественного изображения нужно применять специальные методы, которые хорошо известны для видимого диапазона. Их детальное описание можно найти, например, в [22], а также в многочисленных журнальных публикациях.

Одним из методов спекл-метрологии является наложение спекл-картин, получаемых при взаимном смещении пучка освещающего излучения и объекта. На рис.7 представлены изображения, полученные при наложении друг на друга трех, девяти и двадцати трех кадров, снятых при последовательных поворотах рассеивателя на угол, обеспечивающий потерю корреляции между картинами. Видно, что последнее изображение уже достаточно четкое. Недостатком этого метода является существенное снижение скорости записи изображений и ухудшение пространственного разрешения при недостаточно большом числе кадров. Существенно более эффективным способом является очень быстрое вращение рассеивателя, обеспечивающее усреднение спекл-картин за время экспонирования одного кадра. Использование этого метода позволило получить изображения в реальном времени с частотой до 90 кадров в секунду (см. рис.4 в [11]) при пространственном разрешении, близком к волновому пределу.

5. Выводы

Спекл-структура изображений, полученных при освещении объектов монохроматическим когерентным терагерцевым излучением, хорошо описывается классической теорией, разработанной Гудменом. Используя чувствительные многоэлементные регистраторы изображений с высокой скоростью съемки и достаточно мощные излучатели, удастся путем наложения друг на друга тем или иным способом большого числа спекл-картин получить качественные изображения в реальном времени, что существенно расширяет возможности применения терагерцевых изображающих устройств в системах безопасности, а также в биомедицинских, промышленных и других приложениях.

Будучи, с одной стороны, причиной ухудшения качества изображений, спеклы, с другой стороны, являются основой спекл-метрологии [23, с. 103], часто позволяя существенно упростить технику измерений. Данная работа открывает возможность распространения методов спекл-фотографии и спекл-интерферометрии на терагерцевый частотный диапазон. Большая длина волны терагерцевого излучения позволяет измерять на два порядка большие смещения и деформации, чем излучение видимого диапазона. Способность терагерцевого излучения проникать через многие материалы, непрозрачные для видимого излучения (бумага, картон, некоторые пластмассы и ткани, многие другие неполярные материалы), позволяет создать методы регистрации скрытых предметов. Результаты экспериментов, демонстрирующие возможности терагерцевой спекл-фотографии и спекл-интерферометрии, будут опубликованы отдельно.

Работа частично поддержана Программой фундаментальных исследований П-05 Президиума РАН, интеграционными грантами СО РАН № 174/6 и № 22/6, РФФИ (грант № 07-02-13547), а также Министерством образования и науки РФ (грант РНП.2.1.1.3846). Авторы благодарят В.В.Котенкова, В.В.Кубарева, А.Н.Матве-

енко, Т.В.Саликову, С.С.Среднякова, О.А.Шевченко и М.А.Щеглова за помощь при проведении экспериментов и полезные обсуждения.

1. Pickwell E., Wallace V.P. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, R301 (2006).
2. Fischer B., Hoffmann N., Helm H., et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S246 (2005).
3. Leahy-Hopra M.R., Fitch M.J., Zheng X., et al. *Chem. Phys. Lett.*, **434**, 227 (2007).
4. Nischizawa J., Sasaki T., Suto K., et al. *Opt. Commun.*, **244**, 469 (2005).
5. Mickan S.P., Zhang X.-C. *Intern. J. High Speed Electron. Syst.*, **13**, 601 (2003).
6. Chan W.L., Daibel J., Mittelman D.M. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1325 (2007).
7. Cooke M. *Semiconductor Today: Compounds and Advances Silicon*, **2**, 39 (2007).
8. Hu Q., Williams B.S., Kumar S., et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S228 (2005).
9. Lee A., Williams B.S., Kumar S., et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1415 (2006).
10. Gavrilov N.G., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., et al. *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research A*, **575**, 54 (2007).
11. Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Knyazev B.A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 131116 (2008).
12. Dem'yanenko M.A., Ovsyuk V.N., Shashkin V.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5957**, 340 (2005).
13. Goodman J.W., in *Laser Speckle and Related Phenomena*. Ed. by J.C.Dainty (New York: Springer-Verlag, 1975, p. 9).
14. Франсон М. *Оптика стеколов* (М.: Мир, 1980).
15. Клименко И.С. *Голография структурных изображений и спекл-интерферометрия* (М.: Наука, 1985).
16. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В., Яковлева Т.В. *УФН*, **149**, 511 (1986).
17. Jian Z., Pearce J., Mittelman D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 033903 (2003).
18. Pearce J., Doyle K., Jian Z., Deibel J., Mittelman D.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, 1506 (2006).
19. Cherkassky V.S., Knyazev B.A., Kulipanov G.N., et al. *Intern. J. Infrared and Millimeter Waves*, **28**, 219 (2007).
20. Vest C.M. *Holographic Interferometry* (New York: John Wiley, 1979).
21. Apostol A., Dogariu A. *Opt. Lett.*, **29**, 235 (2004).
22. McKechnie T., in *Laser Speckle and Related Phenomena*. Ed. by J.C.Dainty (New York: Springer-Verlag, 1975, p. 123).
23. Rastogi P.K. *Photomechanics. Topics Appl. Phys.*, **77**, 103 (2000).