

Терагерцевая низкокогерентная томография на встречных пространственно разнесенных пучках с учетом поглощения зондирующего излучения в исследуемых средах

В.И.Мандросов

Анализируется метод низкокогерентной томографии поглощающих сред на встречных пространственно разнесенных объектном и опорном пучках. Для его реализации предлагается использовать источник зондирующего излучения на основе широкополосного терагерцевого генератора, излучающего достаточно интенсивные терагерцевые волны в спектральном диапазоне 90–350 мкм, и призменный спектроскоп, выделяющий из этого диапазона восемь узкополосных участков. Это позволяет на каждом участке осуществлять низкокогерентную томографию исследуемых сред на встречных пучках. Показано, что метод дает возможность различать по критерию Рэлея неоднородности, размеры которых близки к четверти длины когерентности зондирующего излучения. Предлагаемый вариант томографа позволяет также определять средние наклоны неровностей поверхностей, показатели преломления и поглощения неоднородностей среды с размерами, лежащими в диапазоне 180–700 мкм, и исследовать спектры этих неоднородностей с целью определения их химического состава.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, когерентность, томография.

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется весьма перспективным методам оптической низкокогерентной томографии [1–4], основанным на зондировании исследуемой среды низкокогерентным излучением и на интерференции рассеянной этой средой волны с опорной волной, движущейся в одном направлении с объектной. В этом случае полуширина функции когерентности, определяющей разрешающую способность этих методов, равна длине когерентности зондирующего излучения [3], т. е. с помощью методов, представленных в работах [1–4], можно различать неоднородности исследуемых сред, масштаб которых сравним с длиной когерентности зондирующего излучения. В работе [5] предложен метод оптической низкокогерентной томографии с использованием голографии сфокусированных изображений [6] на противоположно направленных под тупым углом друг к другу объектном и опорном пучках. При этом достигается почти в два раза большая разрешающая способность, вследствие чего данный метод позволяет различать более мелкие неоднородности исследуемых сред.

Основной недостаток методов, предложенных в работах [1–5], заключается в том, что эти методы не были приспособлены для спектроскопии исследуемых сред, т. к. с их помощью анализировались структуры сред в одной достаточно узкой полосе длин волн. Помимо этого, используемое для их реализации видимое либо ИК

зондирующее излучение не позволяет исследовать среды, непрозрачные в этих диапазонах.

В работе [7] был предложен метод низкокогерентной томографии в терагерцевом зондирующем излучении (диапазон 60–600 мкм) с применением объектного и опорного пучков, направленных также под тупым углом друг к другу. И в этом случае достигается почти в два раза большая разрешающая способность. Использование излучения спектрального диапазона 60–600 мкм открывает широкие возможности для исследования неоднородностей в таких биологических средах, как сахара, жиры, гемоглобин и зубная ткань, а также для спектрального определения их химического состава [8], что в случае видимого и ближнего ИК диапазонов зондирующего излучения, как правило, невозможно. В качестве источника низкокогерентного излучения в работе [7] было предложено использовать устройство, содержащее широкополосный генератор терагерцевого излучения и отражающую дифракционную решетку, формирующую в достаточно узком диапазоне углов дифракции терагерцевое зондирующее излучение с длиной когерентности 8λ , где λ – средняя длина волны излучения. Это минимальная длина когерентности зондирующего излучения, которую, как показано в работе [9], еще можно использовать для получения информации об объектах с помощью когерентных свойств этого излучения. В данном случае достигается разрешающая способность, близкая к предельной.

В работе [10] была предложена схема низкокогерентного терагерцевого томографа на встречных пространственно разнесенных объектном и опорном пучках, реализуемого с помощью зондирующего излучения с длиной когерентности 8λ и голографии сфокусированных изображений по схеме Денисюка [11]. При этом, как показано в [10], достигается предельно возможная разрешающая способность, которая позволяет различать неодно-

В.И. Мандросов. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9;
e-mail: vmandrosovm@mail.ru

Поступила в редакцию 17 марта 2014 г., после доработки – 12 июля 2015 г.

родности размером около 2λ . Это, в частности, означает, что в случае реализации данного метода в оптическом диапазоне его разрешающая способность вдвое превышала бы разрешающую способность методов, рассмотренных в работах [1–4]. Формирование томограммы исследуемой среды с помощью предложенного в работе [10] метода предполагается проводить путем регистрации мгновенных амплитуд полей в каждом из встречных пучков. По этой томограмме можно, например, в случае слоистых сред определять показатель преломления внутри каждого слоя и средний наклон неровностей на его поверхности, а также толщину и глубину расположения различных слоев исследуемой среды с предельно высокой разрешающей способностью, которая по критерию Рэлея может достигать четверти длины когерентности зондирующего излучения. При длине когерентности зондирующего излучения 8λ разрешающая способность составляет 2λ .

Основной недостаток рассмотренных в работах [7, 10] методов заключается в том, что предлагаемый в них источник зондирующего излучения не приспособлен для эффективного выделения из широкополосного терагерцевого излучения нескольких узких полос низкокогерентного излучения с различными центральными длинами волн. Это делает невозможным попутно с формированием томограмм исследуемых сред получать информацию об их спектрах. Так, например, при использовании источника, в котором из широкополосного терагерцевого излучения с помощью отражающей дифракционной решетки выделяется низкокогерентное зондирующее излучение на центральной длине волны λ , в один и тот же угол дифракции может попасть довольно мощное излучение с центральными длинами волн, лежащими в диапазоне $\lambda/2 - 3\lambda/2$. Можно показать, что в этом случае даже при очень малом уровне шумов извлечь достоверную информацию о структуре исследуемых сред по их томограммам практически невозможно. Следует также отметить, что в [10] анализ томограмм проводился лишь для сред, прозрачных в терагерцевом диапазоне.

В настоящей работе томограммы анализируются с учетом поглощения зондирующего излучения в исследуемых средах. Это, в принципе, позволяет с максимально высоким разрешением получать практически полную информацию о структуре неоднородностей сред и их химическом составе. Приведена схема компактного и оптимального по использованию энергии зондирующего излучения варианта низкокогерентного терагерцевого томографа на встречных пространственно разнесенных опорном и объектном пучках. Для реализации этого варианта предполагается использовать источник терагерцевого низкокогерентного зондирующего излучения на базе широкополосного генератора терагерцевого излучения, возбуждаемого излучением фемтосекундного лазера, что позволяет попутно с формированием томограмм исследуемых сред регистрировать их спектры на нескольких длинах волн. Формирование томограммы с помощью представленного здесь метода предполагается проводить путем регистрации мгновенных амплитуд полей в каждом из встречных пучков. Следует отметить, что настоящая работа является чисто теоретической, т.к. экспериментальная разработка источника терагерцевого низкокогерентного зондирующего излучения, детальное описание которого приведено в Приложении, находится еще в самой начальной стадии.

2. Схема компактного длиннофокусного низкокогерентного терагерцевого томографа на встречных пространственно разнесенных опорном и объектном пучках

Схема предлагаемого томографа представлена на рис.1. Источник 1 терагерцевого излучения в спектральном диапазоне 90–350 мкм поочередно выделяет из этого диапазона восемь узкополосных участков с центральными длинами волн λ_k , ширинами полос $\Delta\lambda_k = \lambda_k/8$ ($\lambda_1 = 100$ мкм, $\lambda_2 = 113$ мкм, $\lambda_3 = 128$ мкм, $\lambda_4 = 148$ мкм, $\lambda_5 = 174$ мкм, $\lambda_6 = 209$ мкм, $\lambda_7 = 262$ мкм, $\lambda_8 = 329$ мкм) и с компонентами электрического поля $E_{sk}(t) = E_k U_k(t)$, где E_k – амплитуда k -й компоненты; $U_k(t) = u_k(t)\cos[\omega_k t + \psi_k(t)]$ – безразмерная функция, описывающая изменение этой компоненты во времени; $\omega_k = 4\pi c/\lambda_k$ – несущая высокая частота излучения; $\psi_k(t)$ – быстро меняющаяся во времени фаза k -й компоненты; $u_k(t) \leq 1$ – медленно меняющаяся функция модуляции этой компоненты. В результате на выходной апертуре источника можно сформировать низкокогерентное зондирующее излучение в виде сферических волн с длинами когерентности $L_{ck} = 8\lambda_k$, равными минимальным длинам когерентности, которые еще можно использовать для получения информации об объектах с помощью когерентных свойств этого излучения [8] (подробнее см. Приложение и рис.1П).

Далее, не ограничивая общности, рассмотрим схему формирования томограммы с использованием зондирующего излучения на минимальной центральной длине волны $\lambda_1 = 100$ мкм с длиной когерентности $L_{c1} = 8\lambda_1 = 800$ мкм. Это излучение от источника 1 (рис.1) поступает на линзу 2, находящуюся на расстоянии $2f_p$ от источника (f_p – фокусное расстояние линзы 2), и параболическое зеркало 3 с фокусным расстоянием $f_z = 2f_p$. Затем оно фокусируется линзой 2 на двойном фокусном расстоянии $2f_p$ от линзы в точку А. Сфокусированный пучок зондирует граничный слой 4 исследуемой среды 5 и ее пограничный сегмент 6, состоящий из последней расположенных фрагментов (на рис.1 сегмент 6 состоит из семи фрагментов). Рядом с линзой 2 размещается линза 7 таким образом, чтобы угол ε между оптическими осями этих линз равнялся 0.1 рад, а точка фокусировки зондирующего излучения А находилась на расстоянии $2f_p$ от линзы 7. При этом диаметр линзы 7 вдвое превышает диаметр линзы 2, а ее фокусное расстояние также равно f_p . Затем линза 7 собирает обратнорассеянное средой 5 излучение в объектный пучок, формирующий на входной апертуре 8 приемника 9 сфокусированное изображение сегмента 6. Приемник 9 регистрирует мгновенное значение компоненты электрического поля $E_o(t, x, y, z = 0)$ в объектном пучке, где x, y, z – система координат с осями x и y , лежащими в плоскости апертуры 8, и осью z , направленной вдоль оптической оси линзы 7. Начало координат системы ($x = 0, y = 0, z = 0$) находится в центре апертуры 8. С целью упрощения дальнейших расчетов будем полагать, что сегмент 6 имеет форму параллелепипеда с высотой, равной продольному размеру области фокусировки объектного пучка $l_h = 4\lambda_1(f_p/d)^2$ (d – диаметр линзы 7), и квадратным основанием со стороной квадрата $l_s = 2\lambda_1(f_p/d)$, равной поперечному размеру этой области.

Одновременно с формированием объектного пучка с помощью параболического зеркала 3 из части излучения, попадающего на линзу 2, формируется опорный пучок в

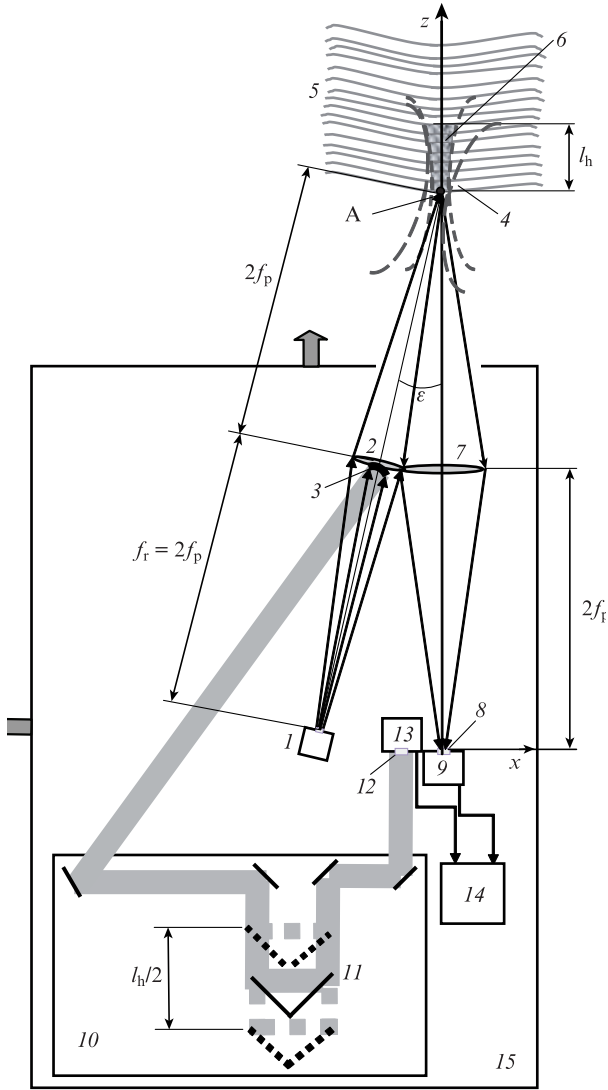


Рис.1. Схема терагерцевого низкокогерентного томографа на встречных пространственно разделенных опорном и объектном пучках: 1 – низкокогерентный источник; 2, 7 – длиннофокусные линзы; 3 – параболическое зеркало; 4 – пограничный слой слоистой среды 5; 6 – пограничный сегмент среды 5; 8 – входная апертура приемника 9, регистрирующего мгновенные значения компоненты электрического поля в изображении различных участков сегмента 6; 10 – блок временной задержки опорного пучка, содержащий четыре зеркала и уголкового отражателя 11; 12 – входная апертура приемника 13, регистрирующего мгновенные значения компоненты электрического поля в опорном пучке; 14 – вычислительное устройство, формирующее томограмму среды 5; 15 – корпус томографа; две штриховые линии с длинными штрихами ограничивают область пережатки, в которой сконцентрирована энергия зондирующего излучения, а две штриховые линии с короткими штрихами – область среды, которая вносит основной вклад в энергию обратнорассеянного излучения; серые стрелки указывают направления продольных и поперечных перемещений корпуса томографа 15; исходное положение корпуса томографа достигается в момент регистрации приемником 9 компоненты электрического поля в изображении границы 4 исследуемой среды 5.

виде плоской волны, направляемый этим зеркалом на блок 10 временной задержки опорного пучка относительно объектного. Этот блок содержит четыре зеркала и подвижный уголкового отражателя 11. При его перемещении на величину Z от центрального положения $Z = 0$, при котором время распространения τ_r опорного пучка от источника 1 до входной апертуры 12 составляет $4f_p/c$,

временная задержка меняется по закону $\tau_{dr}(Z) = 2Z/c$. Опорный пучок из блока 10 направляется далее во встречном к объектному пучку направлении на входную апертуру 12 приемника 13, который регистрирует мгновенную амплитуду поля в опорном пучке. Благодаря взаимно противоположным направлениям распространения этих пучков достигается предельно высокая разрешающая способность предлагаемого метода, равная $2\lambda_1$. В системе координат xuz мгновенная амплитуда

$$E_r(t, x = -\Delta, y, z = 0, Z) = C_r E_1 U_1(t + \tau_r - \tau_{dr}),$$

где C_r – константа; $x = -\Delta, y = 0, z = 0$ – координаты центра входной апертуры 12; Δ – расстояние между центрами входных апертур 8 и 12 приемников 9 и 13. При крайних положениях уголкового отражателя 11 ($Z = \pm l_h/4$), отмеченных пунктирными линиями, $\tau_{dr}(Z = \pm l_h/4) = \pm l_h/(4c)$. Мгновенные значения амплитуд поля в опорном и объектном пучках $E_r(t, x = -\Delta, y, z = 0, Z)$ и $E_o(t, x, y, z = 0)$ поступают на вычислительное устройство 14, в котором рассчитываются распределение интенсивности в голограмме сфокусированного изображения сегмента 6

$$I_h(t, x, y, z = 0, Z) = [E_r(t, x = -\Delta, y, z = 0, Z = 0) + E_o(t, x, y, z = 0)]^2 \quad (1)$$

и ее среднее значение по времени формирования томограммы T

$$\bar{I}_{hn}(x, y, z = 0, Z) = \left[\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} I_h(t, x, y, z = 0, Z) dt \right] / (C_r E_1)^2,$$

нормированное на мощность излучения в опорном пучке

$$Q_r = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} E_r^2(t, x = -\Delta, y, z = 0, Z) dt = (C_r E_1)^2,$$

где t_0 – момент времени начала регистрации мгновенных значений амплитуды $E_o(t, x, y, z = 0)$. При мощности излучения в опорном пучке Q_r , существенно превышающей мощность излучения в объектном пучке

$$Q_o = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} E_o^2(t, x, y, z = 0) dt,$$

получаем

$$\bar{I}_{hn}(x, y, z = 0, Z) \approx 1 + \frac{2}{T} \times \left[\int_{t_0}^{t_0+T} E_o(t, x, y, z = 0) E_r(t, x = -\Delta, y, z = 0, Z = 0) dt \right] \times (C_r E_1)^{-2}. \quad (2)$$

Затем в устройстве 14 определяется среднее по площади S_a входной апертуры 12 приемника 13 значение квадрата функции $\bar{I}_{hn}(x, y, z = 0, Z)$:

$$\bar{I}_{hn}(Z) = (1/S_a) \iint \bar{I}_{hn}^2(x, y, z = 0, Z) dx dy.$$

Учитывая соотношения (1), (2) и результаты работ [10, 12], можно показать, что при обычно выполняемых на практике условиях для средних наклонов неровностей γ_b и γ_j на границах между соседними слоями исследуемой среды $\gamma_b \gg d/(2f_p)$ и $\gamma_j \gg d/(2f_p)$ величина

$$\tilde{I}_{\text{hn}}(Z) \approx 1 + \tilde{k}_b B_{ul}^2(2Z/L_{c1}) \cos^2(4\pi Z/\lambda_1) + \sum_{j=1}^N \tilde{k}_j B_{ul}^2[2(Z-l_{wj})/L_{c1}] \cos^2[4\pi(Z-l_{wj})/\lambda_1], \quad (3)$$

где

$$\tilde{k}_b = (1/\gamma_b)^2/(n_1 + 1)^2 \ll 1;$$

$$\tilde{k}_j = (1/\gamma_j)^2 \exp(-4 \sum_{i=1}^j \alpha_i l_i)/(n_j + n_{j+1})^2 \ll 1;$$

$$B_{ul}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_1(t) u_1(t + \tau) \cos[\psi_1(t) - \psi_1(t + \tau)] dt$$

– функция когерентности зондирующего излучения на центральной длине волны $\lambda_1 = 100$ мкм; α_i – показатель поглощения излучения в i -м фрагменте; l_i – толщина i -го фрагмента; n_j – показатель преломления в j -м фрагменте; $l_{wj} = \sum_{i=1}^j l_i n_i$ – оптический путь зондирующего пучка от граничной поверхности сегмента b до поверхности j -го фрагмента. Предположив, что фаза $\psi_1(t)$ – случайный процесс, распределенный по гауссову закону с временем корреляции τ_ψ и среднеквадратичным отклонением $\sigma_\psi \gg \pi$, и что $|u_1(t)| = \exp(-t^2/\tau_1^2)$, имеем $B_{ul}(\tau) = \exp[-(\tau/\tau_{c1})^2]$, где $\tau_{c1} = \sqrt{\tau_1^2 + (\tau_\psi/\sigma_\psi)^2}$, а τ_1 – полуширина функции модуляции. Параметры \tilde{k}_b и \tilde{k}_j в соотношении (3) можно интерпретировать как коэффициенты отражения по интенсивности от передней поверхности первого пограничного фрагмента сегмента b исследуемой среды и от граничных поверхностей между фрагментами этого сегмента соответственно.

Из соотношения (3) для огибающей функции $\tilde{I}_{\text{hn}}(Z)$ получаем выражение

$$\tilde{V}_1(Z) = 1 + \tilde{k}_b B_{ul}^2(2Z/L_{c1}) + \sum_{j=1}^N \tilde{k}_j B_{ul}^2[2(Z-l_{wj}/2)/L_{c1}], \quad (4)$$

которое представляет собой томограмму пограничного сегмента b слоистой среды 5 , содержащую информацию о параметрах $\gamma_j, \alpha_j, n_j, l_j$ ($j = 1-N$), определяющих структуру сегмента b . Из соотношения (4) следует, что томограмма сегмента b в точке $Z = 0$ и на границах слоев $Z_j = l_{wj}/2$ имеет максимумы $\tilde{V}_1(Z = 0) = 1 + \tilde{k}_b$ и $\tilde{V}_1(Z_j) = 1 + \tilde{k}_j$. Для определения параметров $\gamma_j, \alpha_j, n_j, l_j$ фрагментов пограничного сегмента b угловой отражатель II смещают относительно его центрального положения $Z = 0$ (рис.1). В частности, если отражатель II смещается от центрального положения $Z = 0$ на величину $Z = Z_2 = l_{w2}/2 = (l_1 n_1 + l_2 n_2)/2$, то $\tau_{\text{dr}}(Z = Z_2) = \tau_r + 2Z_2/c$. При этом томограмма $\tilde{V}_1(Z)$ достигает одного из своих максимальных значений: $\tilde{V}_1(Z_2) = 1 + \tilde{k}_2$, вблизи которого $\tilde{V}_1(Z) \approx 1 + \tilde{k}_2 B_{ul}^2 \times [2(Z-l_{w2}/2)/L_{c1}]$. Последнее соотношение является следствием того, что при длине когерентности $L_{c1} = 8\lambda_1$ источника I функция $B_{ul}^2[2(Z-l_{w2}/2)/L_{c1}]$ становится настолько узкой, что остальные максимумы томограммы $\tilde{V}_1(Z)$ практически не влияют на ее вид. Физически это означает, что при низкой когерентности источника $I, L_{c1} = 8\lambda_1$ и

$Z = Z_2$ из всего обратнорассеянного сегментом b излучения отфильтровываются лучи, обратнорассеянные граничной поверхностью, расположенной на стыке второго и третьего фрагментов, и примыкающей к ней области среды 5 . Аналогичным образом показывается, что при смещении углового отражателя II от центрального положения $Z = 0$ на величину $Z = Z_j = l_{wj}/2$ и длине когерентности источника $L_{c1} = 8\lambda_1$ отфильтровываются лучи, обратнорассеянные граничной поверхностью, расположенной на стыке фрагментов j и $j + 1$. При этом $\tilde{V}_1(Z) \approx 1 + \tilde{k}_2 B_{ul}^2 [2(Z-l_{wj})/L_{c1}]$.

Приведенные выше соотношения можно применять для определения параметров всех фрагментов сегмента b . Например, для определения свойств фрагментов 1 и 2 и показателя преломления третьего фрагмента n_3 используем тот факт, что при центральном положении $Z = 0$ углового отражателя II и его смещении от этого положения на величины $Z_1 = l_1 n_1/2$ и $Z_2 = Z_1 + l_2 n_2/2$ имеют место следующие соотношения:

$$\tilde{V}_1(Z = 0) = 1 + \tilde{k}_b, \quad \tilde{V}_1(Z_1) = 1 + \tilde{k}_1, \quad \tilde{V}_1(Z_2) = 1 + \tilde{k}_2, \quad (5)$$

где $\tilde{k}_b = (1/\gamma_b)^2/(n_1 + 1)^2$; $\tilde{k}_1 = (1/\gamma_1)^2 \exp(-4\alpha_1 l_1)/(n_1 + n_2)^2$; $\tilde{k}_2 = (1/\gamma_2)^2 \exp[-4(\alpha_1 l_1 + \alpha_2 l_2)]/(n_2 + n_3)^2$.

Поскольку фрагменты 1 и 2 сегмента b располагаются в достаточно ограниченном объеме 4 среды 5 , то с большой вероятностью средние наклоны γ_1 и γ_2 неровностей на границах поверхностей фрагментов и показатели поглощения излучения α_1 и α_2 в этих фрагментах одинаковы, т.е. $\alpha_1 = \alpha_2$ и $\gamma_b = \gamma_1 = \gamma_2$. С учетом этого и соотношений (5) получим систему, состоящую из семи уравнений с семью неизвестными – $\gamma_1, l_1, n_1, l_2, n_2, \alpha_1, n_3$:

$$Z_1 = l_1 n_1/2, \quad \tilde{V}_1(Z = 0) = 1 + \tilde{k}_b, \\ \tilde{V}_1(Z_1) = 1 + \tilde{k}_1, \quad Z_2 = (l_1 n_1 + l_2 n_2)/2, \quad (6)$$

$$\tilde{V}_1(Z'_0) \approx 1 + \tilde{k}_b/e, \quad \tilde{V}_1(Z'_1) \approx 1 + \tilde{k}_1/e, \quad \tilde{V}_1(Z'_2) \approx 1 + \tilde{k}_2/e,$$

где $\tilde{V}_1(Z'_0), \tilde{V}_1(Z'_1)$ и $\tilde{V}_1(Z'_2)$ – значения томограммы $\tilde{V}_1(Z)$ в точках $Z'_0 = L_{c1}/4, Z'_1 = Z_1 + L_{c1}/4$ и $Z'_2 = Z_2 + L_{c1}/4$; $\tilde{k}_b = (\alpha_1/\gamma_1)^2/(n_1 + 1)^2$; $\tilde{k}_1 = (\alpha_1/\gamma_1)^2 \exp(-4\alpha_1 l_1)/(n_1 + n_2)^2$; $\tilde{k}_2 = (\alpha_1/\gamma_1)^2 \exp[-4\alpha_1(l_1 + l_2)]/(n_2 + n_3)^2$.

Далее по системе уравнений (6) в блоке 14 проводится определение параметров $\gamma_1, l_1, n_1, l_2, n_2, n_3, \alpha_1$. Аналогичным образом путем смещения углового отражателя II на величины $Z_3 = l_3 n_3/2, Z_4 = Z_3 + l_4 n_4/2, Z_5 = Z_4 + l_5 n_5/2$ и $Z_6 = Z_5 + l_6 n_6/2$ находятся толщины, показатели преломления и поглощения остальных четырех фрагментов пограничного сегмента b и средние наклоны неровностей на граничных поверхностях между этими фрагментами.

Корпус томографа 15 перемещается в поперечных направлениях на расстояния, кратные диаметру $l_s = 2\lambda_1(f_p/d)$ минимального сечения области перетяжки линзы 7. В этом случае формируются томограммы всех сегментов с продольным размером $l_b = 2\lambda_1(f_p/d)^2$, которые находятся на одной глубине с исходным приграничным сегментом. Далее корпус 15 перемещается в продольном направлении на расстояние l_b , а в вычислительном устройстве 14 формируется томограмма соседнего по глубине сегмента среды 5 . Затем корпус 15 снова перемещается в поперечных направлениях на расстояния, кратные l_s . При этом формируются томограммы сегментов среды 5 , располо-

женных на одном уровне с указанным сегментом. Аналогично формируются томограммы сегментов среды 5, расположенных на различных уровнях. Это означает, что предлагаемый вариант терагерцевого низкокогерентного томографа позволяет получить достаточно полную информацию о параметрах произвольных сегментов исследуемой среды 5.

Разрешающая способность рассматриваемого варианта томографа, определяемая так же, как и в работе [10], по критерию Рэлея, лежит в диапазоне 180–700 мкм. Следовательно, точности определения размеров неоднородностей сегментов, а также расстояния между ними и поверхностью исследуемой среды лежат в том же диапазоне. Точности определения показателей преломления n_j различных слоев среды 5 с использованием предлагаемого томографа в присутствии, например, аддитивного шума точно такие же, как и указанные в работе [10].

Точности определения показателей поглощения неоднородностей и средних наклонов неровностей на границе 4 исследуемой среды 5 и на граничных поверхностях каждого слоя увеличиваются с ростом отношения сигнал/шум и с уменьшением наклонов неровностей на этих границах. Последнее связано с тем, что чем положе эти неровности, тем уже конус, в котором обратнорассеянное ими зондирующее излучение распространяется, и тем больше регистрируемая приемником 9 (рис.1) амплитуда компоненты электрического поля в объектном пучке.

3. Заключение

Предложена схема компактного варианта длиннофокусного терагерцевого низкокогерентного томографа на встречных пространственно разнесенных пучках, который может быть использован для получения практически полной информации о структуре неоднородных исследуемых сред. В частности, в случае слоистых сред такой томограф позволит определить толщину каждого слоя, средние наклоны неровностей на границах отдельных слоев, а также показатели преломления и поглощения терагерцевого излучения в каждом слое. В случае однородной среды с вкрапленными в нее неоднородностями базирующийся на предложенной схеме томограф может применяться для определения показателей преломления и поглощения терагерцевого излучения в каждой неоднородности, а также средних наклонов неровностей на поверхностях неоднородностей. Точность определения этих параметров возрастает с увеличением отношения сигнал/шум и с уменьшением средних наклонов неровностей на поверхностях неоднородностей исследуемой среды. При этом размеры неоднородностей, а также расстояния между ними и поверхностью среды могут быть определены с точностью 180–700 мкм.

Приложение. Схема источника излучения, используемого в предлагаемом томографе

Источник зондирующего излучения 1 (рис.1), который предполагается использовать в рассматриваемом в настоящей работе томографе, должен удовлетворять следующим требованиям. Он должен обеспечивать, во-первых, формирование томограмм исследуемой среды в различных спектральных участках в достаточно широком диапазоне длин волн и, во-вторых, предельно высокую по критерию Рэлея разрешающую способность на каж-

дом участке, для чего необходимо, чтобы на k -м участке этого диапазона излучались терагерцевые волны, длины которых лежат в интервале

$$(\lambda_k - \Delta\lambda_k/16) - (\lambda_k + \Delta\lambda_k/16), \quad (П1)$$

где λ_k – центральная длина волны этого участка, а $\Delta\lambda_k = \lambda_k/8$ – его ширина; в третьих, генератор терагерцевого излучения должен возбуждать терагерцевые волны внутри области диаметром $d_g \ll \lambda_k$. При выполнении последнего условия эта область представляет собой практически точечный источник терагерцевых волн, излучающий широкополосную сферическую волну. Из этой волны необходимо выделить несколько узкополосных сферических волн с центральными длинами волн λ_k и ширинами полос $\Delta\lambda_k = \lambda_k/8 \ll \lambda_k$. Тогда длина когерентности L_{ck} и разрешающая способность по критерию Рэлея R_k на k -м выделенном участке определяются следующими соотношениями:

$$L_{ck} = \lambda_k^2/\Delta\lambda_k = 8\lambda_k, \quad R_k = L_{ck}/4 = 2\lambda_k. \quad (П2)$$

Перечисленные выше требования к источнику 1 обеспечиваются путем использования генератора широкополосного терагерцевого излучения на базе фемтосекундного лазера. Такой генератор излучает достаточно интенсивные терагерцевые волны в диапазоне 90 – 350 мкм [8]. Призмный спектроскоп разлагает весь спектр излучения этого диапазона на отдельные участки [13]. Учитывая соотношение для волновой дисперсии материала диэлектрика, из которого изготовлена призма спектроскопа,

$$n'(\lambda_k) = \lambda_k/(\Delta\lambda_k t_p), \quad (П3)$$

где $t_p = 8$ мм – размер основания призмы [13], и то, что $\Delta\lambda_k = \lambda_k/8$, получаем

$$n'(\lambda_k) = n'(\lambda_1) = 10 \text{ см}^{-1}. \quad (П4)$$

С учетом выражений (П3) и (П4) получаем, что преломленные волны выходят из призмы под углами $\beta_k = n'(\lambda_k)\lambda_k = 10 \text{ см}^{-1}\lambda_k$ к направлению падающего на призму пучка [13]. В качестве первого спектрального участка выберем участок с наименьшей центральной длиной волны λ_1 , равной 100 мкм, и соответствующей ему шириной полосы

$$\Delta\lambda_1 = \lambda_1/8 \approx 12 \text{ мкм}. \quad (П5)$$

Из соотношений (П1)–(П5) следует, что на этом участке источник 1 (рис.1) будет излучать узкополосную сферическую волну под углом $\beta_1 = 10^{-1}$ рад с центральной длиной волны $\lambda_1 = 100$ мкм, полосой $\Delta\lambda_1 = \lambda_1/8 \ll \lambda_1$ и длиной когерентности $L_{c1} = \lambda_1^2/\Delta\lambda_1 = 800$ мкм.

Таким образом, схема источника 1 выглядит следующим образом (рис.1П). Генератор терагерцевого излучения 1 возбуждает внутри области 2 диаметром $d_g \approx 20$ мкм ($d_g \ll \lambda_1$) широкополосную сферическую терагерцевую волну 3, направляемую через входную апертуру 4 призмного спектроскопа 5 на линзу 6 с фокусным расстоянием $f_1 = 18$ мм. Линза 6 преобразует далее сферическую волну 3 в плоскую, которая направляется на призму 7 с размером основания $t_p = 8$ мм и высотой $h_p = 6$ мм. Из

Табл.1П. Параметры томографа.

| Центральная длина волны λ_k (мкм) | Полоса длин волн $\Delta\lambda_k$ (мкм) | Длина когерентности L_{c1} (мкм) | Разрешающая способность R_k (мкм) | Угол поворота призмы β_k (град) |
|---|--|------------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------------|
| 100 | 94–106 | 800 | 200 | 0 |
| 113 | 106–120 | 904 | 226 | 0.013 |
| 128 | 120–136 | 1024 | 256 | 0.015 |
| 148 | 139–157 | 1184 | 296 | 0.2 |
| 174 | 163–185 | 1392 | 348 | 0.26 |
| 209 | 196–221 | 1672 | 418 | 0.035 |
| 262 | 196–278 | 2096 | 524 | 0.053 |
| 329 | 308–350 | 2632 | 658 | 0.067 |

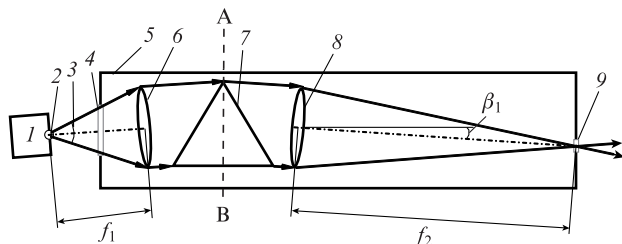


Рис.1П. Схема источника излучения, используемого в предлагаемом томографе.

1 – генератор терагерцевого излучения; 2 – область, внутри которой возбуждается широкополосная сферическая терагерцевая волна; 3 – входная апертура призмного спектрокопа; 4 – линза с фокусным расстоянием $f_1 = 18$ мм; 5 – призма; 6 – линза с фокусным расстоянием $f_2 = 60$ мм; 7 – выходная апертура источника зондирующего излучения.

призмы 7 выходят узкополосные плоские волны (углы преломления $\beta_k = 10 \text{ см}^{-1}\lambda_k$) с центральными длинами волн λ_k и ширинами спектра $\Delta\lambda_k = \lambda_k/8$. Далее эти волны направляются на линзу 8 с фокусным расстоянием $f_2 = 60$ мм и тем же диаметром, что и у линзы 6. Линза 8 фокусирует эти волны в свою фокальную плоскость, формируя на ней несколько действительных изображений области 2. При этом линзы 6 и 8 располагаются симметрично относительно штриховой линии АВ.

В исходном положении призму 7 нужно расположить так, чтобы ее центральная ось (штриховая прямая на рис.1П) была параллельна входной апертуре 4. В этом случае, как показано в [13], изображение на центральной длине волны λ_1 находится на пересечении оптической оси линзы 8 (штрих-пунктирная прямая на рис.1П) с передней фокальной плоскостью этой линзы под углом $\beta_1 = \lambda_1/d_s$, где d_s – диаметр линз 6 и 8. Можно показать, что это изображение представляет собой пятно Эйри с диаметром центральной зоны $d_1 \approx 1.2$ мм. Установленная в этой зоне круговая диафрагма 9 с тем же диаметром d_1 служит при исходном положении призмы 7 выходной апертурой ис-

точника зондирующего излучения. Можно также показать, что диафрагма 9 пропускает только те волны, длины которых лежат в полосе $\Delta\lambda_1 = \lambda_1/8 \approx 12$ мкм.

С учетом соотношений (П1)–(П5) первый спектральный участок ($k = 1$) обеспечивает реализацию следующих четырех параметров терагерцевого источника, а именно: $\lambda_1 = 100$ мкм, $\Delta\lambda_1 = 94 - 106$ мкм, $L_{c1} = 800$ мкм, $d_1 = 1.2$ мм. На длине волны λ_1 формируется исходная томограмма с предельной разрешающей способностью томографа на этом участке $R_1 = L_{c1}/4 = 200$ мкм.

Аналогичным образом формируются томограммы на остальных спектральных участках в диапазоне длин волн 90–350 мкм. Соответствующие параметры представлены в табл.1П.

1. Bouma В.Е., Tearney G.J. (Eds) *Handbook of Optical Coherency Tomography* (New York: Marsel Dekker, 2002).
2. Tuchin V.V. (Ed.) *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics* (Bellingham: SPIE press, 2002).
3. Кириллин М.Ю., Меглинский И.В., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **36**, 247 (2006).
4. Векслер Б.А., Кузьмин В.Л., Кобзев Е.Д., Меглинский И.В. *Квантовая электроника*, **42**, 394 (2012).
5. Мандросов В.И. *Нелинейный мир*, **8** (6), 361 (2010).
6. Клименко И.С. *Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия* (М.: Радио и связь, 1985).
7. Cherkasova O.P., Kuritzin I.I., Mandrosov V.I., Nazarov M.M., Shkurinov A.P. *Abst. 2-nd Int. Conf. 'Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications' (TERA 2012)* (Moscow, 2012, p. 102).
8. Кулешов Е.Р., Назаров М.М., Шкуринов А.П., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **38**, 647 (2008).
9. Бакут П.А., Мандросов В.И. *Квантовая электроника*, **37**, 81 (2007).
10. Курицын И.И., Мандросов В.И., Шкуринов А.П., Назаров М.М., Черкасова О.П. *Квантовая электроника*, **43**, 958 (2013).
11. Денисюк Ю.Н. *Оптика и спектроскопия*, **15**, 522, (1963).
12. Mandrosov V. *Coherent Fields and Images in Remote Sensing* (Bellingham: SPIE press, 2004, Vol. PM130).
13. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).