

- [9] *Абрамова К.Б., Кондырев А.М., Чмсль А.Е., Шербаков И.П.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 206–208.
- [10] *Mayer K., Obricat D., Rossberg M.* // Kristall and Technic. 1970. Vol. 5. N 1. P. 5–49; Kristall and Technic. 1970. Vol. 5. N 2. P. 180–205.
- [11] *Svensen B.* // Phys. Rep. 1989. Vol. 180. N 6-с. P. 335–416.
- [12] *Закревский В.А., Шульдинер А.В.* // Письма в ЖТФ. Т. 10. Вып. 3. С. 139–143.
- [13] *Кусов А.А., Клинггер М.И., Закревский В.А.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 2. С. 1694.
- [14] *Zakrevskii V.A., Shuldiner A.V.* // Phyl. Mag. B. 1995. Vol. 71. N 2. P. 127–138.
- [15] Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [16] *Van Бюрен.* Дефекты в кристаллах. М., 1962.

01;08;09

Журнал технической физики, т. 66, в. 5, 1996

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

© В.И.Миргородский, В.В.Герасимов, С.В.Пешин

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141120 Фрязино, Московская область, Россия  
(Поступило в Редакцию 21 февраля 1995 г.)

Известно, что стационарная картина интерференции некогерентного излучения наблюдается при условии малости разности хода интерферирующих лучей по сравнению с длиной когерентности излучения. Эта особенность используется, в частности, при измерениях линейных размеров концевых мер <sup>[1]</sup> в интерферометрах типа Физо или Кюстера. Предлагаемая работа посвящена изложению основанного на этом явлении нового принципа получения информации о распределении в пространстве источников некогерентного излучения электромагнитной, акустической или какой-либо другой природы. В то время как в интерферометрах Физо и Кюстера осуществляется измерение пространственного размера объектов вдоль одного направления, предлагаемый принцип позволяет получать информацию о трехмерных распределениях в пространстве интенсивности эмиссии некогерентного излучения. Главным требованием к параметрам излучения для реализации такого зондирования является малость длины когерентности  $L_k$  по сравнению с требуемым пространственным разрешением  $\Delta r$ .

Рассмотрим пространство, в котором излучение распространяется со скоростью  $v$  и затуханием  $\alpha$ . Для упрощения анализа сосредоточим все источники некогерентного излучения внутри области  $V$  (рис. 1). Мгновенные амплитуды эмиссии источников излучения представим для простоты скалярной вещественной функцией источников  $N(\mathbf{r}, t)$ , подробнее про свойства которой речь пойдет ниже. Пусть приемники излучения расположены в различных точках пространства  $\mathbf{r}_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), не принадлежащих к области  $V$ . Тогда амплитуда излучения источников вблизи чувствительных элементов приемников будет определяться следующим выражением:

$$S_i(t) = \int_v N \left( \mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v} \right) \frac{\exp(-\alpha|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} d^3r. \quad (1)$$

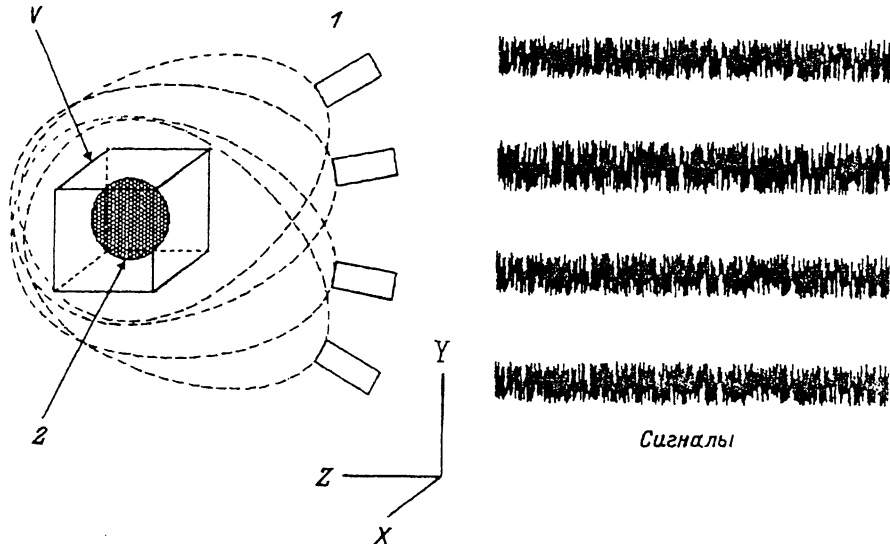


Рис. 1. Схема расположения приемников (1) относительно объекта (2) и вид сигналов, получаемых на выходе.

Штриховые линии — направленность приемников.

Действие приемников сигналов состоит в линейном преобразовании амплитуды излучения  $S_i(t)$  в электрический сигнал. Обычно такое преобразование происходит с ограничением частотного (временного и пространственного) спектров. Однако без существенного снижения общности рассмотрения, считая приемники идеальными, эффекты ограничения временного и пространственного спектров можно учесть соответствующим заданием свойств функции источников  $N(\mathbf{r}, t)$ , а также допущением того, что приемники излучения обладают близкими к изотропным диаграммами направленности. В этом случае можно считать, что электрические сигналы на выходах приемников имеют такой же вид, как и на входе —  $S_i(t)$ . Для анализа сигналов  $S_i(t)$  воспользуемся выражением для корреляционной функции второго порядка

$$C_{ij}(\tau_{ij}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(t) S_j(t - \tau_{ij}) dt, \quad (2)$$

где  $\tau_{ij}$  — задержка между  $i$ -м и  $j$ -м сигналами.

Подстановка в (2) выражений  $S_i(t)$  (1) и перемена порядка интегрирования приводят к следующему выражению:

$$\int_v d^3r \int_v d^3r' \frac{\exp[-\alpha(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| + |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|} \int_{-\infty}^{\infty} N\left(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v}\right) \times \\ \times N\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}\right) dt, \quad (3)$$

где интеграл

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} N\left(\mathbf{r}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v}\right) N\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}\right) dt \quad (4)$$

вычисляется исходя из параметров пространственной и временной когерентности излучения, определяемых функцией источников  $N(\mathbf{r}, t)$ .

В общем случае корреляционные параметры излучения могут быть весьма разнообразными, поэтому для упрощения анализа рассмотрим достаточно общий и в то же время имеющий практический интерес случай теплового излучения. Длина корреляции термодинамических флуктуаций температуры какой-либо среды определяется известным выражением

$$L_t = \sqrt{2\chi/\omega},$$

где  $\chi$  — температуропроводность среды,  $\omega$  — круговая частота флуктуаций [2].

Даже для относительно низких частот — порядка 1 МГц и при высокой для конденсированного состояния температуропроводности  $\chi = 1 \text{ см}^2/\text{с}$  получаем значение  $L_t \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . Для целого ряда практически полезных задач зондирования это значение меньше требуемого пространственного разрешения  $\Delta r$ , что дает основания ограничиться для упрощения анализа случаем требуемого пространственного разрешения  $\Delta r$ , превышающего  $L_t$ . В этом случае излучение, испускаемое различными (отстоящими друг от друга более чем на  $L_t$ ) точками пространства  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ , может считаться некоррелированным и зависимость  $I$  от  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  будет пропорциональна  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ . Подобно можно разрешить вопрос о влиянии на  $I$  временной когерентности излучения. Если, как и раньше, ограничиться случаем  $\Delta r > L_k$ , где  $L_k$  — длина когерентности, определяемая выражением —  $L_k = v/\Delta f$  ( $v$  — скорость распространения излучения,  $\Delta f$  — его полоса), то зависимость  $I$  от  $\tau_{ij}$  может быть представлена в виде

$$\sim \delta\left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v} - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}\right).$$

Таким образом, с учетом вышесказанного интеграл (4) можно оценить следующим образом:

$$I \sim \langle N(r)^2 \rangle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta\left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{v} - \frac{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j|}{v} - \tau_{ij}\right), \quad (5)$$

где угловые скобки обозначают операцию усреднения по времени.<sup>1</sup>

Подставляя (5) в исходное выражение (3) и выполняя интегрирование по  $d\mathbf{r}'$ , получим

$$\int_{V_{ij}} d^3r \frac{\exp\{-\alpha(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|)\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i||\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|} \langle N^2(r) \rangle = k_i k_j C_{ij}(\tau_{ij});$$

<sup>1</sup> Следует отметить, что приведенная процедура допускает обобщения на случай частичной когерентности излучения, когда интеграл  $I$  уже не выражается через  $\delta$ -функции, а имеет более сложный вид [3].

$$i, j = 1, 2, \dots, n; \quad i \neq j, \quad (6)$$

где  $k_i$  — коэффициент чувствительности  $i$ -го канала;  $V_{ij}$  — это область пространства (гиперboloид), удовлетворяющая уравнению:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j| = v\tau_{ij}. \quad (7)$$

Смысл полученного понятен: значение корреляционной функции определяется источниками, располагающимися на поверхности  $V_{ij}$  разность хода от точек которой до приемников, расположенных в точках  $\mathbf{r}_i$  и  $\mathbf{r}_j$ , равна  $v\tau_{ij}$ . Наличие  $n$  приемников, расположенных в различных точках пространства, позволяет получить  $n!/(2(n-2)!)$  разных сочетаний сигналов по 2 и, следовательно, различных корреляционных функций  $C_{ij}(\tau_{ij})$ , образующих систему уравнений (6), где искомой функцией является  $\langle N^2(\mathbf{r}) \rangle$ . Полученная система относится к типу уравнений Фредгольма 1-го рода, обычно трудно поддающихся решению.

Эта трудность, как оказалось, может быть преодолена путем изменения метода обработки принимаемых сигналов, а именно с помощью замены корреляционного интеграла 2-го порядка (2) на корреляционный интеграл 4-го порядка вида

$$C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(t)S_j(t + \tau_{ij})S_k(t + \tau_{ik})S_l(t + \tau_{il})dt, \quad (8)$$

где  $\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}$  — времена задержки  $j$ -,  $k$ - и  $l$ -каналов относительно  $i$ -го.

В этом случае использование вывода, аналогично приведенному ранее, позволяет преобразовать выражение (8) к виду

$$\int_{V_{ijkl}} \langle N^4(t) \rangle \frac{\exp\{-\alpha(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_k| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_l|)\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i||\mathbf{r} - \mathbf{r}_j||\mathbf{r} - \mathbf{r}_k||\mathbf{r} - \mathbf{r}_l|} d^3r, \quad (9)$$

где  $V_{ijkl}$  — область пространства  $V$ , удовлетворяющая системе уравнений

$$\begin{aligned} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j| &= v\tau_{ij}, \\ |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_k| &= v\tau_{ik}, \\ |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_l| &= v\tau_{il}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения системы (10), как уже отмечалось, описывают гиперболические поверхности. Поэтому область  $V_{ijkl}$  при несовпадающих значениях положений приемников  $r_i, r_j, r_k, r_l$  определяется пересечением гиперболических поверхностей, параметры которых определяются задержками  $\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}$ . Для случая расположения приемников в одной плоскости, скажем  $XY$ , картина пересечений с очевидностью будет симметрична относительно этой плоскости. Поскольку зондируемая область расположена при  $Z > 0$ , то должны учитываться решения системы (10) только при  $Z > 0$ . С учетом этого область  $V_{ijkl}$  представляет собой одну точку, откуда непосредственно следует, что

$$\begin{aligned} \langle N^4(t) \rangle &= k_i k_j k_k k_l |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i||\mathbf{r} - \mathbf{r}_j||\mathbf{r} - \mathbf{r}_k||\mathbf{r} - \mathbf{r}_l| \times \\ &\times C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il}) \exp\left\{\alpha\left(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_k| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_l|\right)\right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

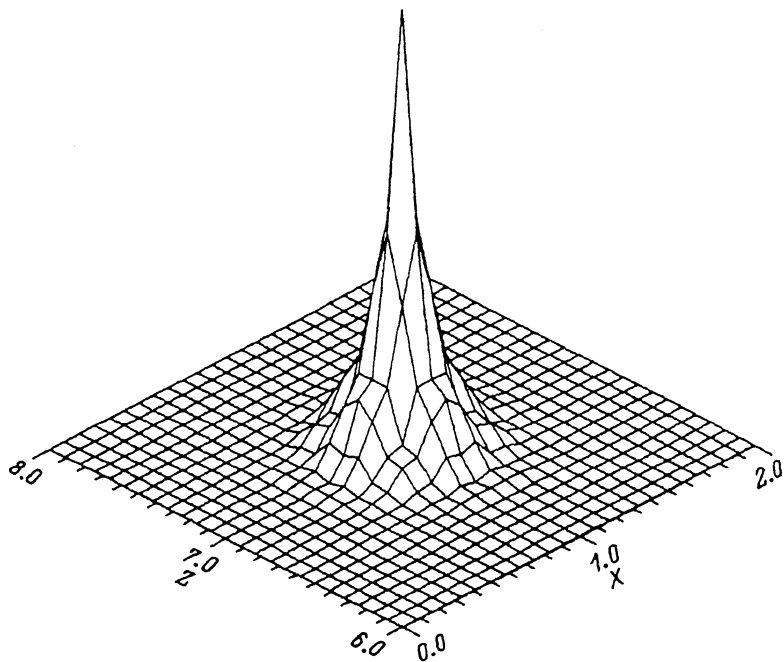


Рис. 2. Исходное распределение интенсивности (возведенное в 4-ю степень), представленное в виде сечения плоскостью  $XZ$ .

т.е. значение  $\langle N^4(\mathbf{r}) \rangle$  в любой точке области  $V$  определяется корреляционной функцией  $C_{ijkl}(\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{il})$ . Коэффициенты  $k_i, k_j, k_k, k_l$ , как и ранее, определяются чувствительностями  $i$ -,  $j$ -,  $k$ - и  $l$ -го каналов. Задавая различные значения времен задержки  $\tau_{ij}, \tau_{ik}, \tau_{kl}$ , можно последовательно просматривать точки исследуемой области пространства и получать тем самым трехмерные пространственные распределения интенсивностей источников некогерентного излучения. В случае наличия более 4 приемников возможно образование  $n!/(4!(n-4)!)$  изображений с разных точек зрения — при использовании различных сочетаний сигналов  $S_i(t)$  по 4.

Для иллюстрации возможностей предложенного принципа отображения информации было проведено математическое моделирование процесса приема сигналов и воссоздания их в пространственном распределении интенсивности источников излучения. Моделирование состояло в суммировании в соответствии с выражением (1) сигналов, пришедших к приемникам из пространства, заполненного статистически независимыми излучателями. Область пространства  $V$ , в которой располагались источники, имела форму куба  $2 \times 2 \times 2$  см, удаленного от плоскости  $XY$ , в которой располагались приемники, на расстоянии 7 см. Источники располагались в области  $V$  в узлах кубической решетки с шагом 0.2 см. В качестве исходного задавалось пространственное распределение амплитуды эмиссии типа  $\exp(-|r|^2/a^2)$ . Эффективный диаметр  $2a$  излучающей области составлял 0.6 см. На рис. 1 показано расположение исследуемой области относительно приемников, а в правой части рис. 1 представлены сигналы, получаемые при моделировании на выходах приемников. На рис. 2 представлена в виде сечения

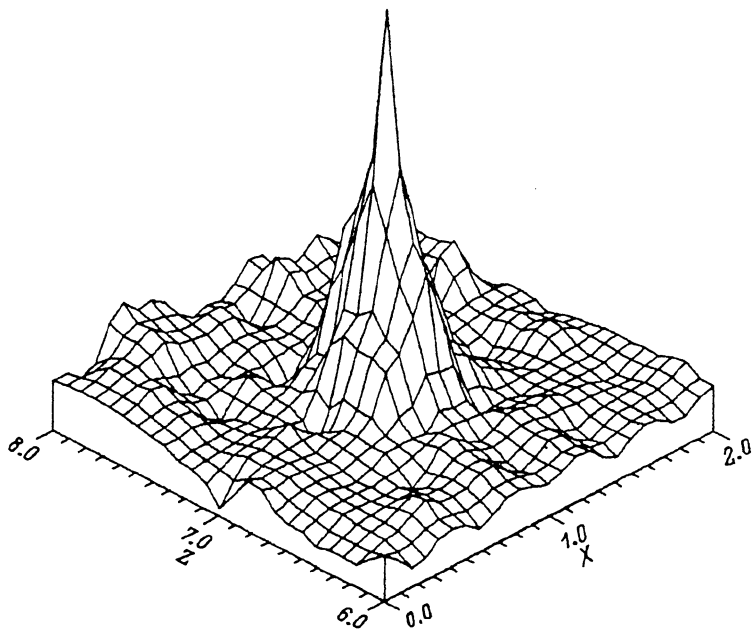


Рис. 3. Результат восстановления, полученный из обработки 4 последовательностей по  $10^5$  точек, представленный в виде сечения плоскостью  $XZ$ .

плоскостью  $XZ$  исходная пространственная зависимость эмиссии модельного объекта. Так как в результате корреляционной обработки получается распределение в пространстве  $\langle N^4(\mathbf{r}) \rangle$ , то для удобства сравнения на рис. 2 приведено исходное распределение, возведенное в 4-ю степень. На рис. 3 представлен результат восстановления, полученный на основе корреляционной обработки 4-го порядка. Временные последовательности, из которых производилось восстановление, состояли из  $10^5$  точек. Однако следует отметить, что на практике для достижения приемлемой точности может потребоваться существенно большее количество точек (например,  $10^7$  и более).

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что восстановленное распределение близко по форме к исходному. Однако на восстановленном распределении по сравнению с исходным заметны некоторое уширение пика и шумы. Анализ причин уширения показал, что оно связано с ограниченностью спектра используемых сигналов: уменьшение периода дискретизации приводит к уменьшению уширения и к соответствующему увеличению объема информации, который необходимо обрабатывать. Шумы, как показали вычисления, уменьшаются при увеличении числа отсчетов  $N$  пропорционально  $1/\sqrt{N}$ . Сечения восстановленного изображения другими плоскостями (например,  $XY$  и  $YZ$  и т.д.) выглядят аналогично, что в данном случае и неудивительно, так как исходный объект имеет сферическую симметрию.

В заключение следует остановиться на одном существенном преимуществе, отличающем представленный принцип отображения информации от известных. Преимущество состоит в том, что достаточно 4 приемников излучения для отображения в трехмерном пространстве распределений источников эмиссии с большим ( $\gg 4$ ) количеством разрешаемых элементов, в то время как известные принципы пассивно-

го отображения информации, на одном из которых основано, например, зрение, требуют количества приемников, равного или превышающего необходимое количество разрешаемых элементов. Физической основой для такого отличия является, на наш взгляд, то, что представленный принцип может реализовываться только на некогерентных сигналах, не имеющих периода повторения, автокорреляционные функции которых имеют один максимум. В то время как известные принципы могут реализовываться и с периодическими сигналами, автокорреляционные функции которых имеют периодический характер.

Следует также отметить наиболее вероятные, на наш взгляд, области использования представленного принципа. Это прежде всего акусто- и радиотермометрия, а также применения, требующие определения местоположения таких возмущений, как очаги землетрясений, сигналы акустической эмиссии, предшествующей разрушению конструкций, грозовые разряды и т.д.

### Список литературы

- [1] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М., 1970. (Born M., Wolf E. Principles of Optics. Pergamon press, 1964).
- [2] *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М., 1964. (Carslaw H.S., Jaeger J.C. Conduction of Heat in Solids. Oxford at the Clarendon Press.)
- [3] *Corn B.F., Hassell B.C., Keltonic F.J.* // J. Acoust. Soc. Am. 1965. Vol. 37. P. 523.

02;07;12

Журнал технической физики, т. 66, в. 5, 1996

## ИЗМЕРЕНИЕ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ЛИТИЯ МЕТОДОМ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© Р.А.Ахмеджанов, Ю.В.Ростовцев, И.Н.Полушкин

Институт прикладной физики РАН,  
603600, Нижний Новгород, Россия  
(Поступило в Редакцию 9 ноября 1994 г.)

### Введение

Исследование изотопного состава осуществляется обычно методами эмиссионной спектроскопии [1,2]. При этом приходится удовлетворять противоречивым требованиям. С одной стороны, для обеспечения точности измерений необходимо использовать регистрирующую аппаратуру с достаточно высоким спектральным разрешением (поскольку контуры линий изотопов обычно перекрываются), что сопряжено с неизбежной потерей света, а значит, с использованием проб с высоким содержанием исследуемого вещества. С другой стороны, необходимо следить за отсутствием самопоглощения, по крайней мере для переходов с большим значением силы осциллятора.

Не случаен поэтому интерес к более чувствительным лазерным методам спектроскопии. В работе [3], например, предложено использовать лазерную накачку и оптогальваническое детектирование. Однако