из рис. 4, при малой ширине спектра ($\Delta\omega/\omega_0 = 0{,}1-0{,}2$) теоретическая зависимость повторяет случай гармонического зондирования. По мере приближения к значению $\Delta\omega/\omega_0 = 0{,}8$ кривая становится более плавной и при $p_x \geqslant 4$ совпадает со значением $p'/p_x = 1$, что соответствует истинному размеру площадки. Эксперимент показывает отклонение от теоретической зависимости в пределах 6% как для $p_x < 1$, так и для $p_x > 1$. Расхождение объясняется тем, что в моделирующей установке источник и приемник имеют максимум направленности в вертикальном направлении. Это приводит к кажущемуся эффекту уменьшения апертуры наблюдения, что сказывается при больших размерах объекта ($p_x \gg 1$) на амплитуде сигнала вблизи края площадки (уменьшение размера объекта по экспериментальным данным).

При $p_x < 1$ (объект меньше пороговой величины $a_0 = \lambda_{эф}(h_{эф}/2D_x)$) форма изображения не зависит от размера площадки (объект обращается в дифрагирующую точку). Дополнительное ослабление сигнала при увеличении расстояния приводит к тому, что для объекта, расположенного под источником, увеличение апертуры наблюдения более величины $D > h$ ($p_x \ll 1$) практически не влияет на форму объекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Алексеев А. С., Цибульчик Г. М., Хайдуков В. Г.** О разрешающей способности фокусирующих систем с точки зрения обратных задач теории распространения волн.— Геология и геофизика, 1978, № 12, с. 107.
2. **Тимошин Ю. В.** Импульсная сейсмическая голография.— М.: Недра, 1978.
3. **Гурвич П. И.** Сейсмическая разведка.— М.: Недра, 1970.
4. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
5. **Марешаль А., Франсон М.** Структура оптического изображения.— М.: Мир, 1964.

Поступила в редакцию 9 июля 1981 г.

УДК 681.332 : 621.378.35

В. А. ЕЛХОВ, А. И. ЗОЛОТАРЕВ, В. Н. МОРОЗОВ, Ю. М. ПОПОВ

(Москва)

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМУ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА. Ч. 1

Как известно, в настоящее время оптические методы обработки информации развиваются в направлениях когерентной и некогерентной обработок, причем каждое из этих направлений обладает присущими им достоинствами и недостатками и предназначено для решения определенных классов задач [1, 2].

Представляет интерес исследование промежуточного случая — обработки в частично-когерентном излучении. Удобным инструментом для этой цели являются полупроводниковые инжекционные лазеры. Разнообразие типов и режимов работы инжекционных лазеров позволяет варьировать степень когерентности их излучения в широком диапазоне. Кроме того, такие известные достоинства инжекционных ПКГ, как малые размеры, высокий коэффициент полезного действия, простота управления излучением, определяют перспективность их использования в системах оптической обработки информации.

Целью настоящей работы является исследование влияния частичной когерентности излучения источника, в частности инжекционного лазера, на форму выходного сигнала оптического коррелятора. В качестве объекта исследования выбрана классическая схема коррелятора Вандер Люгта [3].

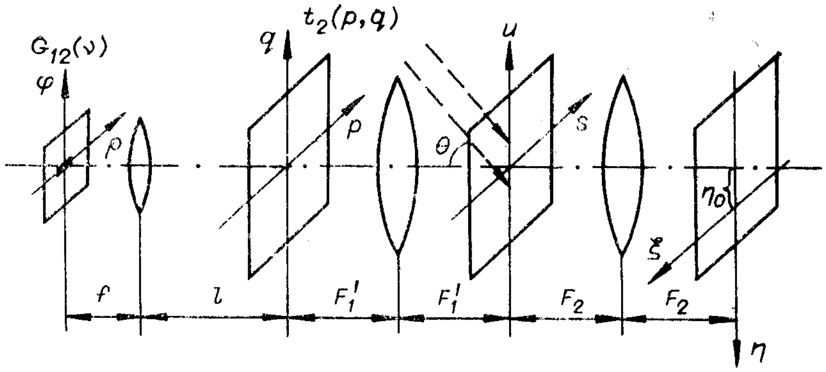

Рис. 1.

Задача состоит в анализе влияния степени когерентности источника, используемого на стадии обработки, на форму корреляционного сигнала. Будем считать, что фильтр записывается источником с достаточно высокой пространственной и временной когерентностью и длиной волны излучения λ_1. Пусть на стадии обработки в фокальной плоскости коллимирующей линзы (рис. 1) помещается частично-когерентный источник, например излучающая область $p-n$-перехода инжекционного лазера, характеризующийся взаимной спектральной плотностью (ВСП) $G_{12}(\nu)$ и имеющий максимум в спектре излучения на длине волны λ_2.

Закон распространения ВСП для источника с малыми линейными размерами в приближении малых углов имеет вид [4]

$$G(P_1, P_2, \nu) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint \exp[ik(r_1 - r_2)] \frac{1}{r_1 r_2} G(Q_1, Q_2, \nu)\, dQ_1 dQ_2, \qquad (1)$$

где $Q_1 = (\rho_1, \varphi_1)$, $Q_2 = (\rho_2, \varphi_2)$ — координаты точек в плоскости источника; $P_1 = (x_1, y_1)$, $P_2 = (x_2, y_2)$ — координаты точек в плоскости наблюдения; r_1, r_2 — расстояния между парами точек Q_1, P_1 и Q_2, P_2 соответственно; $k = 2\pi/\lambda$.

В приближении Френеля

$$r_1 - r_2 = ((x_1 - \rho_1)^2 + (y_1 - \varphi_1)^2 - (x_2 - \rho_2)^2 - (y_2 - \varphi_2)^2)/2r, \qquad (2)$$

где $r \approx r_1 \approx r_2$.

Применение закона распространения в виде (1) с учетом (2) для расчета многокомпонентных оптических систем требует громоздких выкладок. Для упрощения введем четырехмерные координаты, в которых векторы имеют компоненты

$$\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}(\rho_1, i\rho_2, \varphi_1, i\varphi_2); \ \mathbf{x} = \mathbf{x}(x_1, ix_2, y_1, iy_2). \qquad (3)$$

В указанных координатах закон распространения ВСП выражается формулой

$$G(\mathbf{x}, \nu) = -\frac{1}{\lambda^2 r^2} \int G(\boldsymbol{\rho}, \nu) \exp\left[\frac{ik}{2r}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\rho})^2\right] d\boldsymbol{\rho}. \qquad (4)$$

Используя (4), можно показать, что закон преобразования ВСП тонкой сферической линзой с фокусным расстоянием f в параксиальном приближении имеет вид

$$G_p(\mathbf{p}, \nu) = -\frac{1}{\lambda^2 f^2} \int G(\boldsymbol{\rho}, \nu) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda f}\boldsymbol{\rho}\mathbf{p}\right] \exp\left[-\frac{\pi i}{\lambda f}\left(\frac{l}{f} - 1\right)\boldsymbol{\rho}^2\right] d\boldsymbol{\rho}. \qquad (5)$$

Здесь $G(\boldsymbol{\rho}, \nu)$ и $G_p(\mathbf{p}, \nu)$ — соответственно ВСП в передней фокальной плоскости и на расстоянии l за линзой; координаты вектора $\mathbf{p}$ связаны с декартовыми координатами точек соотношением, аналогичным (3). При $l = f$ (5) приобретает вид точного фурье-преобразования.

Если взаимная спектральная плотность $G(\mathbf{p}, \nu)$ задана на поверхности с амплитудным коэффициентом пропускания $t(p, q)$, то взаимная спектральная плотность $G'(\mathbf{p}, \nu)$ за этой поверхностью равна

$$G'(\mathbf{p}, \nu) = T(\mathbf{p})G(\mathbf{p}, \nu), \tag{6}$$

где

$$T(\mathbf{p}) = t(p_1, q_1)t^*(p_2, q_2). \tag{7}$$

Используя (5), (6) и теорему свертки, можно получить выражение для взаимной спектральной плотности в плоскости обработки. Один из членов суммы, соответствующий функции кросс-корреляции, имеет вид

$$G^*(\xi, \nu) = -\left[\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\lambda_2 F_2}\right)^2 \frac{1}{\overline{\lambda}_2 F_2}\right]^2 \left\{\left[T_2\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\overline{\lambda}_2 F_2}\xi\right) G_p\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\overline{\lambda}_2 F_2}\xi, \nu\right)\right] * T_1\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\lambda_2 F_2}\xi\right)\right\}, \tag{8}$$

λ_1 — длина волны источника при записи; $\overline{\lambda}_2$ — длина волны, соответствующая максимуму в спектре излучения источника, используемого на стадии обработки; $\lambda_2 = c/\nu$; F_1 и F_2 — соответственно фокусные расстояния линз, осуществляющих первое фурье-преобразование при записи и второе фурье-преобразование при обработке; $G_p(\xi, \nu)$ получается из (5) заменой $\mathbf{p}$ на ξ; $T_1(\xi)$ и $T_2(\xi)$ связаны с амплитудными коэффициентами пропускания объектов на стадии записи и обработки соответственно соотношением (7); вектор ξ имеет компоненты $\xi(\xi_1, i\xi_2, \eta_1, i\eta_2)$; начало координат в корреляционной плоскости смещено на величину $\eta_0 = \overline{\lambda}_2 F_2 \sin\theta/\lambda_1$, θ — угол падения опорного пучка при записи (см. рис. 1). При этом предполагается, что фотопластинка с фильтром проявлена до коэффициента контрастности $\gamma = -2$, фокусное расстояние F_1' линзы, осуществляющей первое фурье-преобразование при обработке, взято из условия совмещения масштабов фурье-образов $\lambda_1 F_1 = \overline{\lambda}_2 F_1'$, а апертуры линз F_1 и F_1' соответствуют спектрам пространственных частот объектов. Ограниченность апертуры фильтра на данном этапе не учитывается.

Выражение для взаимной спектральной плотности, соответствующее свертке, имеет вид, аналогичный (8) с заменой знака корреляции на знак свертки и изменением знака величины смещения начала отсчета η_0.

Возможность дальнейших вычислений связана с предположениями относительно вида функции $G(\rho, \nu)$ источника. Ввиду сложности общей задачи, а также для наглядности представляется целесообразным рассмотреть раздельно влияние временной и пространственной когерентности излучения на форму корреляционного сигнала.

Рассмотрим влияние временной когерентности. Будем считать, что транспарант t_2 освещается однородным пространственно-когерентным излучением. В этом случае величина $G_p[(\lambda_1 F_1/\overline{\lambda}_2 F_2)\xi, \nu]$ в (8) тождественно равна поверхностной спектральной плотности мощности излучения $J(\nu)$. Переходя к декартовым координатам, совмещая попарно координаты точек в корреляционной плоскости, учитывая (7) и считая, что фильтр имеет форму прямоугольника размерами $a \times b$, из (8) получим

$$G_{11}^*(\xi, \eta, \nu) = J(\nu)\left\{\frac{(\lambda_1 F_1)^2}{(\lambda_2 F_2)^4}\frac{ab}{\overline{\lambda}_2 F_2}\right\}^2 \left|\left[t_2\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\overline{\lambda}_2 F_2}\xi, \frac{\lambda_1 F_1}{\overline{\lambda}_2 F_2}\eta\right) * \right.\right.$$
$$\left.\left. * t_1\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\lambda_2 F_2}\xi, \frac{\lambda_1 F_1}{\lambda_2 F_2}\eta\right)\right] \otimes \operatorname{sinc}\frac{a\xi}{\lambda_2 F_2} \operatorname{sinc}\frac{b[\eta - F_2 \sin\theta(\lambda_2 - \overline{\lambda}_2)/\lambda_1]}{\lambda_2 F_2}\right|^2. \tag{9}$$

Выражение (9) позволяет качественно понять влияние конечной ширины спектра источника на форму корреляционного сигнала. Во-первых, одна из коррелируемых функций (t_1 в (9)) «размазывается» по масштабу, во-вторых, положение корреляционного пика в корреляционной плоскости в направлении, совпадающем с плоскостью голографирования, различно для каждой спектральной составляющей. Если

$$(\Delta\lambda_2/\overline{\lambda}_2)D/2 \ll d, \tag{10}$$

где D — размер транспаранта, d — размер элемента, «размазом» масштаба в t_1 можно пренебречь. При характерной для инжекционных лазеров величине $\Delta\lambda_2/\bar{\lambda}_2 \sim 10^{-3}$ условие (10) выполняется с достаточной степенью точности для двоичного транспаранта с информационной емкостью $N \leqslant \leqslant 10^4$ бит.

Рассмотрим случай освещения излучением со сплошным спектром, что характерно для инжекционных лазеров в режиме развитой генерации. Выражение для спектра мощности возьмем в виде $J(\nu) = J_0 \operatorname{sinc}^2[(\nu - \nu_0)\tau_0]$, где $1/\nu_0\tau_0 \ll 1$, при этом τ_0 характеризует длительность когерентного цуга. Считая условие (10) выполненным, обозначая истинную функцию кросс-корреляции $t_2(\xi, \eta) * t_1(\xi, \eta) = f(\xi, \eta)$ и полагая $\Delta\lambda_2/\bar{\lambda}_2 \ll 1$, из (9) получим с точностью до несущественного постоянного множителя выражение для распределения интенсивности в корреляционной плоскости:

$$I(\xi, \eta) = J_0 \int_0^\infty \operatorname{sinc}^2[(\nu - \nu_0)\tau_0] \operatorname{sinc}\left[\frac{b\eta}{\bar{\lambda}_2 F_2} + (\nu - \nu_0) T\right] \times$$
$$\times \operatorname{sinc}\left[\frac{b\eta'}{\bar{\lambda}_2 F_2} + (\nu - \nu_0) T\right] \operatorname{sinc}\frac{a\xi}{\bar{\lambda}_2 F_2} \operatorname{sinc}\frac{a\xi'}{\bar{\lambda}_2 F_2}\, d\nu \otimes f\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\bar{\lambda}_2 F_2}\xi, \frac{\lambda_1 F_1}{\bar{\lambda}_2 F_2}\eta\right) \times$$
$$\times f^*\left(\frac{\lambda_1 F_1}{\bar{\lambda}_2 F_2}\xi', \frac{\lambda_1 F_1}{\bar{\lambda}_2 F_2}\eta'\right)\Bigg|_{\xi'=\xi,\, \eta'=\eta}. \tag{11}$$

Здесь $T = \bar{\lambda}_2 b \sin\theta/\lambda_1 c$ — разность времени распространения двух крайних интерферирующих лучей в плоскости голографирования, идущих от краев фильтра в точку с координатами (0, 0). Из (11) видно, что интеграл по частотам играет роль аппаратной функции рассматриваемой системы. Сечение этой функции плоскостью $\xi' = \xi = 0$, $\eta' = \eta$, определяющее ширину корреляционного пика по оси η, после вычисления интеграла принимает вид

$$H(p, \psi) = \begin{cases} \operatorname{sinc}^2\psi + p\left[\dfrac{\cos^2\pi\psi}{(\pi\psi)^2} - \dfrac{\sin 2\pi\psi}{2(\pi\psi)^3}\right], & p \leqslant 1, \quad (12а) \\ \dfrac{1}{p}\left\{\operatorname{sinc}^2(\psi/p) + \dfrac{1}{p}\left[\dfrac{\cos^2(\pi\psi/p)}{(\pi\psi/p)^2} - \dfrac{\sin(2\pi\psi/p)}{2(\pi\psi/p)^3}\right]\right\}, & p \geqslant 1, \quad (12б) \end{cases}$$

где $\psi = b\eta/\bar{\lambda}_2 F_2$; $p = T/\tau_0$. Выражения (12а) и (12б) нормированы таким образом, что при различной ширине спектра полная мощность излучения остается постоянной. Из (12а), (12б) видно, что распределение интенсив-

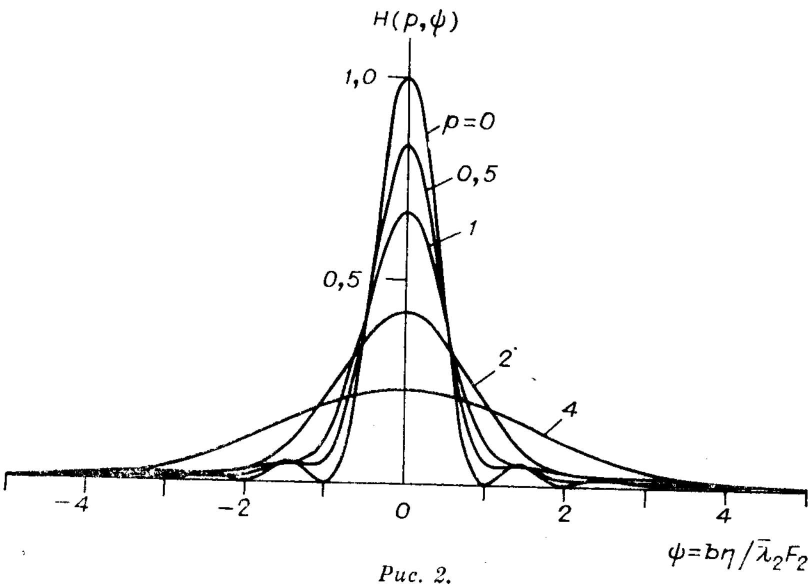

Рис. 2.

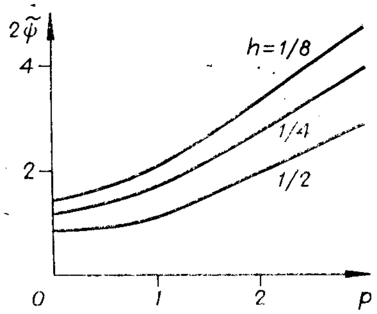

Рис. 3.

ности по оси η в корреляционной плоскости зависит от единственного параметра $p = T/\tau_0$, который можно представить в виде $p = R\Delta\lambda_2/\overline{\lambda}_2$ ($R = b \sin\theta/\lambda_1$ — разрешающая способность решетки размером b с расстоянием между штрихами $\lambda_1/\sin\theta$). На рис. 2 представлены графики $H(p, \psi)$ для ряда значений p. При $p \leqslant 1$ относительная ширина спектра меньше обратной величины разрешающей способности дифракционной решетки, эквивалентной фильтру, и размытие корреляционного пика вследствие ограниченной длины когерентности мало. При $p > 1$ ширина пика приблизительно линейно зависит от ширины спектра. Более детально это видно на рис. 3, где по вертикали отложены удвоенные значения $\tilde{\psi}$, являющиеся корнями уравнения $H(p, \psi) = hH(p, 0)$ при $h = 1/2$, $1/4$, $1/8$. Графики характеризуют зависимости ширины аппаратной функции по полувысоте и уровням $1/4$, $1/8$ от параметра p, пропорционального относительной ширине спектра излучения.

Таким образом, обработка с разрешением, близким к дифракционному, возможна при выполнении условия

$$\Delta\lambda_2 \leqslant (\Delta\lambda_2)_0, \tag{13}$$

где $\Delta\lambda_2$ — ширина спектра источника, используемого на стадии обработки; $(\Delta\lambda_2)_0$ — спектральный интервал, разрешаемый фильтром как дифракционной решеткой.

Отметим в заключение, что, как известно [5], поперечное смещение объекта t_2 во входной плоскости на стадии обработки на величину δq приводит к соответствующему смещению положения максимума корреляционного пика в выходной плоскости на величину $\delta\overline{\eta}$, равную в рассматриваемом случае двухволновой схемы $\delta\overline{\eta} = \delta q \overline{\lambda}_2 F_2/\lambda_1 F_1$. При этом можно показать, что в случае постоянной ширины спектра вид аппаратной функции и значение параметра p остаются неизменными, т. е. и при конечной ширине спектра излучения источника система является пространственно инвариантной.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гуревич С. Б., Соколов В. К.** Оптические методы обработки информации.— В кн.: Оптические методы обработки информации. Л.: Наука, 1974, с. 5.
2. **Оптическая** обработка информации/Под ред. Д. Кейсесента.— М.: Мир, 1980.
3. **Lugt Vander A.** Sygnal Detection by Complex Spatial Filtering.— IEEE Trans. Inform. Theory, 1964, vol. IT-10, N 2, p. 139.
4. **Перина Я.** Когерентность света.— М.: Мир, 1964.
5. **Сороко Л. М.** Основы голографии и когерентной оптики.— М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию 23 июля 1981 г.

УДК 621.378.35 : 681.332

А. П. ЗОЛОТАРЕВ, В. Н. МОРОЗОВ, Ю. М. ПОПОВ, Г. И. СЕМЕНОВ

(Москва)

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ФОРМУ КОРРЕЛЯЦИОННОГО СИГНАЛА В СХЕМЕ КОРРЕЛЯТОРА ВАНДЕР ЛЮГТА

Известные достоинства полупроводниковых инжекционных лазеров, такие, как малые размеры, возможность непосредственной модуляции излучения током инжекции, высокий коэффициент полезного действия,