от геометрических параметров и электрофизических свойств ОЭП.

На основе полученных выражений возможно осуществить согласование по КЧХ отдельных блоков и определить сквозную частотную функцию преобразователя.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бутковский А. Г.** Характеристики систем с распределенными параметрами.— М.: Наука, 1979.
2. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике для научных работников и инженеров.— М.: Наука, 1973.
3. **Киреев П. С.** Физика полупроводников.— М.: Высшая школа, 1975.
4. **Ржанов А. В.** Электронные процессы на поверхности полупроводников.— М.: Наука, 1971.
5. **Матвеева И. А., Пронин В. П., Шехтман Л. А.** К теории измерения поверхностных зарядов методом электростатической индукции.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 7.
6. **Абаньшин Н. П., Биленко Д. И., Лодгауз В. А.** Частотно-контрастная характеристика полупроводникового материала.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Физика, 1971, № 10.

Поступила в редакцию 26 ноября 1981 г.;
окончательный вариант — 15 марта 1982 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.II

Известные достоинства инжекционных лазеров определяют перспективность их применения в системах оптической обработки информации, а возможность варьирования степенью когерентности излучения позволяет реализовать не только линейную по амплитуде или интенсивности, но и частично-когерентную обработку [1].

В качестве объекта исследования была выбрана классическая схема коррелятора Вандер Люгта [2]. Общее выражение для выходного сигнала коррелятора в случае использования на стадии обработки частично-когерентного источника и анализ влияния временной когерентности излучения на форму корреляционного сигнала представлены в [1]. В настоящей работе рассматривается влияние пространственной когерентности.

Источник будем считать квазимонохроматическим, а излучение во входной плоскости коррелятора — частично пространственно-когерентным. Как показано в [3], при выполнении условий квазимонохроматичности $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$, $\lambda^2/\Delta\lambda \gg |\Delta r|$, где $|\Delta r|$ — максимальная оптическая разность хода в системе, закон распространения взаимной интенсивности (ВИ) для источника с малыми линейными размерами в приближении малых углов имеет вид, аналогичный соответствующему закону распространения (формула (1) из работы [1]) взаимной спектральной плотности (ВСП). В этом случае в общем выражении для выходного сигнала коррелятора ((8) из [1]) можно заменить ВСП на ВИ:

$$\Gamma^*(\xi) = -[T_2(\xi)\Gamma_p(\xi)] * T_1(\xi), \qquad (1)$$

где $\Gamma^*(\xi)$ и $\Gamma_p(\xi)$ — соответственно ВИ в выходной плоскости и плоскости объекта, а функции $T_2(\xi)$, $T_1(\xi)$ и координаты вектора ξ определены в [1]. В выражении (1) опущены не существенные для дальнейшего изложения постоянный размерный множитель и масштабные коэффициенты.

Переходя к декартовым координатам и совмещая попарно координаты точек в выходной плоскости, получим из (1) для распределения интенсивности, соответствующего функции кросс-корреляции,

$$I^*(\xi,\eta)=\int\cdots\int t_2(p_1,q_1)\,t_2^*(p_2,q_2)\,\Gamma_p(p_1,p_2,q_1,q_2)\,t_1^*(p_1+\xi,q_1+\eta)\times$$
$$\times t_1(p_2+\xi,q_2+\eta)\,dp_1dp_2dq_1dq_2. \qquad (2)$$

Из (2) непосредственно следуют два известных предельных случая. При $\Gamma_p(\mathbf{p})\equiv 1$ (когерентное излучение) $I^*(\xi,\ \eta)=|t_2(\xi,\ \eta)*t_1(\xi,\ \eta)|^2$, а при $\Gamma_p(\mathbf{p})=\delta(p_1-p_2)\delta(q_1-q_2)$ (некогерентное излучение) $I^*(\xi,\ \eta)=$ $=|t_2(\xi,\ \eta)|^2*|t_1(\xi,\ \eta)|^2$. В общем же случае результат существенно зависит как от взаимной интенсивности $\Gamma_p(\mathbf{p})$ во входной плоскости, так и от вида функций амплитудного пропускания объектов $t_1(p,q)$ и $t_2(p,q)$.

Здесь углы θ_0' и θ_1' определяют соответственно степень пространственной когерентности излучения и ширину диаграммы направленности, f равно фокусному расстоянию коллимирующего объектива, I_0' — интенсивность на оси диаграммы направленности.

Предположим, что функции $t_1(p,\ q)$ и $t_2(p,\ q)$ могут быть представлены в виде произведений $t_i(p,q)=t_i'(p)\,t_i''(q)$, $i=1{,}2$. В этом случае с учетом $\Gamma_p(\mathbf{p})$ выходной сигнал также может быть представлен в виде произведения $I^*(\xi,\ \eta)=I^{*\prime}(\xi)I^{*\prime\prime}(\eta)$. Тогда при однородном распределении интенсивности во входной плоскости выходной сигнал по каждой из осей примет вид

$$I^*(\xi)=I_0\int\int t_2(p_1)\,t_1^*(p_1+\xi)\,\mathrm{sinc}\,\frac{p_1-p_2}{\theta_0 f}\,t_2^*(p_2)\,t_1(p_2+\xi)\,dp_1dp_2. \qquad (4)$$

Штриховые индексы здесь и далее опущены.

Как отмечено в [6], если при анализе оптических корреляционных систем требуется конкретизация функций амплитудного пропускания объектов, то для получения достаточно общего результата эти функции должны быть отнесены соответственно к некоторым достаточно общим классам.

В качестве первого класса объектов рассмотрим фазовые двоичные $(-\pi/2,\ \pi/2)$ случайные последовательности с равномерным законом распределения. Такие последовательности обладают достаточно хорошими автокорреляционными свойствами. Известно, в частности, что математическое ожидание боковых выбросов автокорреляционной функции $m(u_б)=0$, а их среднеквадратичное отклонение $\sigma(u_б)\sim\sqrt{N}$, где N — число элементов последовательности.

Без ограничения общности рассмотрим случай, когда входной объект содержит в себе точную копию эталонного использованного при записи фильтра объекта. При вычислении отношения сигнал/фон в качестве характеристики сигнала возьмем интенсивность в максимуме корреляционной функции, а в качестве характеристики фона — среднее по аргументу корреляционной функции значение интенсивности боковых выбросов. Используя свойство $m(u_б)=0$, из (4) получим

$$I_c=I_0\int\int_D \mathrm{sinc}\,\frac{p_1-p_2}{\theta_0 f}\,dp_1dp_2, \qquad (5)$$

$$\langle I_ф\rangle=NI_0\int\int_\Delta \mathrm{sinc}\,\frac{p_1-p_2}{\theta_0 f}\,dp_1dp_2, \qquad (6)$$

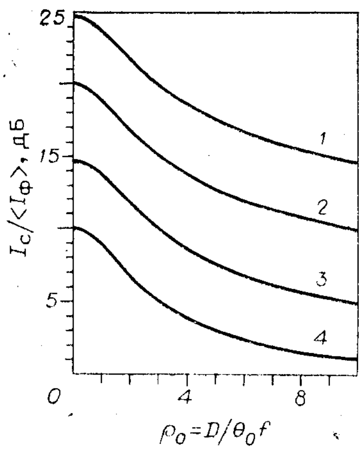

Рис. 1.

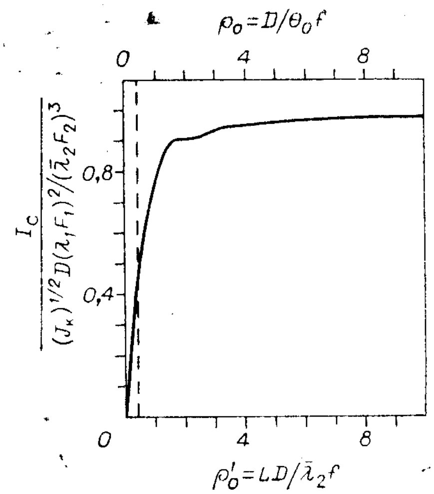

Рис. 2.

где области интегрирования представляют собой квадраты со сторонами D и Δ, ориентированными вдоль осей p_1, p_2; D — размер эталонного объекта; $\Delta = D/N$. Производя замену переменных $p_1 - p_2 = y$, $p_1 + p_2 = z$, для отношения сигнал/фон из (5), (6) получим

$$I_c/\langle I_\text{ф}\rangle = P_-(\pi\rho_0)/P_-(\pi\rho_0/N), \tag{7}$$

где $\rho_0 = D/\theta_0 f$, $P_-(x) = \mathrm{Si}\,(x) - (1 - \cos x)/x$.

На рис. 1 представлены построенные по формуле (7) графики зависимости отношения сигнал/фон $I_c/\langle I_\text{ф}\rangle$ от величины ρ_0, равной отношению углового размера объекта к углу когерентности излучения θ_0. Параметром кривых является число элементов последовательности N (кривые *1*—*4* — $N = 300$, 100, 30, 10 соответственно). При $\rho_0 = 0$ излучение является пространственно-когерентным. В этом случае отношение $I_c/\langle I_\text{ф}\rangle$ максимально и равно в абсолютных единицах N, что согласуется с отмеченными выше автокорреляционными свойствами рассматриваемых объектов. При $\rho_0 = 1$ ВИ точек, лежащих на краях объекта, обращается в нуль. Предельное значение $I_c/\langle I_\text{ф}\rangle$ достигается при $\rho_0 \simeq N$, т. е. при равенстве размера когерентной области в плоскости объекта расстоянию между элементами (пространственно-некогерентное излучение). Так, при $N = 10$, $\rho_0 = 10$, $I_c/\langle I_\text{ф}\rangle \simeq 1$.

Для вычисления величины сигнала в максимуме корреляционной функции в случае частично-когерентного источника требуется определить зависимость интенсивности I_0 от угла когерентности излучения θ_0. I_0 имеет вид $I_0 = L\sqrt{J_\text{к}}/\bar{\lambda}_2 f$, где L — размер излучающей области инжекционного лазера, $J_\text{к}$ — мощность, излучаемая одним каналом генерации [5], при этом $\theta_0 = \theta_0(L)$.

Зависимость угла когерентности излучения от размера излучающей области определим следующим образом: $\theta_0 = 1$ при $L \leqslant l_1$, где l_1 — размер канала, $\theta_0 = \bar{\lambda}_2/L$ при $L > l_1$. Из (5) с учетом постоянного размерного множителя в общем выражении для выходного сигнала ((8) из работы [1]) получим относительную величину интенсивности в максимуме корреляционной функции

$$\frac{I_c}{(J_\text{к})^{1/2} D(\lambda_1 F_1)^2 (\bar{\lambda}_2 F_2)^{-3}} = \begin{cases} (2L/\pi\bar{\lambda}_2)\, P_-(\pi D/f), & L \leqslant l_1; \quad (8\text{а}) \\ (2/\pi)\, P_-(\pi\rho_0'), & L > l_1, \quad (8\text{б}) \end{cases}$$

где $\rho_0' = LD/\bar{\lambda}_2 f$. При этом количественным критерием, определяющим численное значение $\rho_0'(l_1) = l_1 D/\bar{\lambda}_2 f$, является степень однородности освещения во входной плоскости. Считая $I(p) = I_0 \,\mathrm{sinc}^2\,(l_1 p/\bar{\lambda}_2 f)$, при $I(D/2)/I_0 = 0{,}9$ получим $\rho_0'(l_1) \approx 0{,}4$.

На рис. 2 представлены графики зависимости относительной величины интенсивности в максимуме корреляционной функции от относительного размера излучающей области лазера, построенные по формулам (8а), (8б) для $\rho_0'(l_1) = 0{,}4$. На этом же рисунке на верхней горизонтальной оси отложения значения $\rho_0 = D/\theta_0 f$. Значение $\rho_0'(l_1) = 0{,}4$, обозначенное вертикальной штриховой линией, соответствует пространственно-когерентному излучению. Модель, использованная выше для задания $\theta_0 = \theta_0(L)$, является довольно грубой. Реально угол когерентности излучения многоканального инжекционного лазера можно считать с достаточной степенью точности как $\overline{\lambda}_2/L$ лишь при $L \geqslant 3l_1$ [5], а в интервале $l_1 < L \leqslant 3l_1$ θ_0 имеет промежуточные между 1 и $\overline{\lambda}_2/L$ значения. Поэтому на графике не обозначена точка $\rho_0 = 1$, попадающая в указанный интервал L. При $L \geqslant 3l_1$ считаем $\theta_0 = \overline{\lambda}_2/L$ и $\rho_0 = \rho_0'$.

Как видно из рис. 2, зависимость интенсивности в максимуме от угла когерентности излучения имеет два характерных участка: приблизительно линейный рост при $\rho_0 \leqslant 1$ и практически постоянное значение при $\rho_0 \geqslant 1$.

Такой характер зависимости объясняется следующим образом. При $\rho_0 = D/\theta_0 f \leqslant 1$ излучение во входной плоскости в пределах апертуры эталонного объекта практически пространственно-когерентно. При этом средняя интенсивность в плоскости фильтра в пределах ширины дифракционного максимума, определяемого размером объекта D, растет линейно с ростом L и $I_c \sim L$. При $\rho_0 \geqslant 1$ интенсивность в плоскости фильтра определяется размером когерентной области во входной плоскости $\theta_0 f$. Так как $\theta_0 \sim 1/L$, а $I_0 \sim L$, то $I_c \approx \mathrm{const}$.

В качестве второго класса объектов рассмотрим амплитудные двоичные (0,1) случайные последовательности с равномерным законом распределения и вероятностью заполнения w. Процедура вычислений $I_c/\langle I_\phi \rangle$ и I_c как функций соответственно ρ_0 и ρ_0' аналогична рассмотренному выше случаю. Используя свойство случайности последовательностей и теорему о произведении вероятностей, получим для $N \gg 1$

$$I_c/I_0 = w^2 \iint\limits_{\Delta} \operatorname{sinc} \frac{p_1 - p_2}{\theta_0 f} \, dp_1 dp_2 + N(1-w)\, w \times \\ \times \iint\limits_{\Delta} \operatorname{sinc} \frac{p_1 - p_2}{\theta_0 f} \, dp_1 dp_2, \tag{9}$$

$$\langle I_\phi \rangle / I_0 = w^4 \iint\limits_{D} \operatorname{sinc} \frac{p_1 - p_2}{\theta_0 f} \, dp_1 dp_2 + N(1-w^2)\, w^2 \iint\limits_{\Delta} \operatorname{sinc} \frac{p_1 - p_2}{\theta_0 f} \, dp_1 dp_2 + \\ + 2N(1-w)\, w^3 \iint\limits_{\Delta} \operatorname{sinc} \frac{p_1 - p_2 - \Delta}{\theta_0 f} \, dp_1 dp_2. \tag{10}$$

Подставляя в (9), (10) значения интегралов и $\theta_0 = \overline{\lambda}_2/L$, получим

$$\frac{I_c}{\langle I_q \rangle} = \frac{wP_-(\pi\rho_0) + (1-w)\, P_-(\pi\rho_0/N)}{\{w^2 P_-(\pi\rho_0) + (1-w^2)\, P_-(\pi\rho_0/N) + 2(1-w)\, w\, [P_+(2\pi\rho_0/N) - P_0(\pi\rho_0/N)]\}}, \tag{11}$$

$$\frac{I_c}{(J_\text{к})^{1/2} D (\lambda_1 F_1)^2 (\overline{\lambda}_2 F_2)^{-3} w} = \frac{2}{\pi} \left[wP_-(\pi\rho_0') + (1-w)\, P_-(\pi\rho_0'/N) \right], \tag{12}$$

где $P_+(x) = \mathrm{Si}\,(x) + (\cos x + 1)/x$; $P_0(x) = \mathrm{Si}\,(x) + \cos x/x$.

Графики, аналогичные приведенным выше на рис. 1 и построенные по формуле (11) для амплитудных последовательностей с вероятностью заполнения $w = 0{,}5$, представлены на рис. 3 (кривые *1*—*4* — $N = 500$, 300, 100, 30 соответственно). Здесь предельное значение $I_c/\langle I_\phi \rangle$ при $\rho_0 \simeq N$ (пространственно-некогерентное излучение) равно $1/w$. При полной когерентности ($\rho_0 = 0$) $I_c/\langle I_\phi \rangle \simeq 1/w^2$.

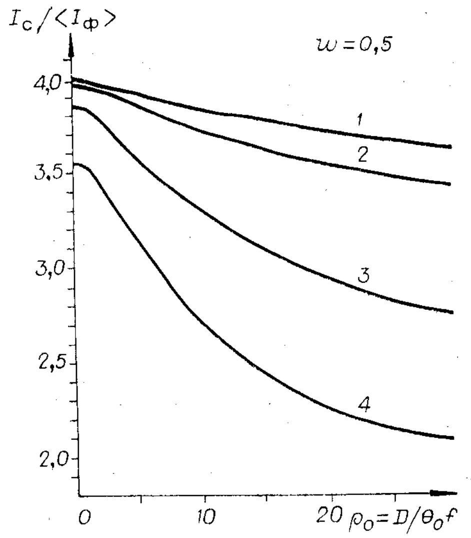

Рис. 3.

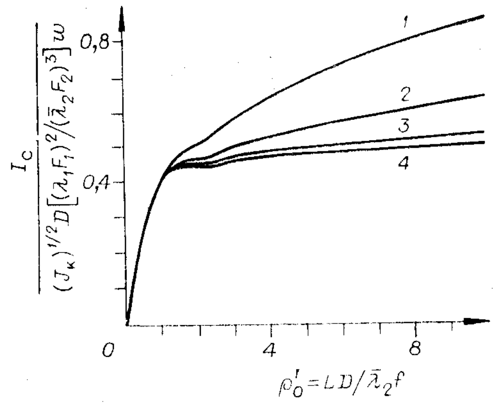

Рис. 4.

Зависимость относительной величины сигнала от относительного размера излучающей области лазера, полученная по формуле (12) для $w = 0{,}5$, представлена на рис. 4 (кривые $1-4$ — $N = 10$, 30, 100, 300 соответственно). Дополнительные построения, связанные с конечной величиной размера канала, могут быть выполнены аналогично рис. 2.

Качественное отличие графиков на рис. 4 от приведенной на рис. 2 аналогичной зависимости для фазовых объектов состоит в наличии второго участка роста величины сигнала при $\rho_0 \geqslant 1$. При этом, как и для отношения сигнал/фон в двух рассмотренных случаях, предельное значение I_c достигается при $\rho_0 \simeq N$ (точка $\rho_0' = 10$ на кривой *1* для $N = 10$). Указанное отличие определяется разным характером распределения интенсивности в фурье-спектрах фазовых и амплитудных объектов. Для амплитудных объектов, состоящих из повторяющихся элементов, фурье-спектр состоит из резких дифракционных максимумов [7]. В этом случае некоторое увеличение интенсивности сигнала при $\rho_0 \geqslant 1$ связано с уширением и частичным перекрытием отдельных максимумов.

Таким образом, результаты анализа влияния пространственной когерентности излучения на форму корреляционного сигнала для двух рассмотренных классов объектов заключаются в следующем. При уменьшении отношения угла когерентности излучения к угловому размеру объекта отношение сигнал/фон корреляционного отклика монотонно падает в интервале между предельными значениями, определяемыми результатом линейной по амплитуде и интенсивности корреляции объектов. При этом предельное значение достигается при размере когерентной области в плоскости объекта, равном его пространственному периоду (пространственно-некогерентное излучение).

Увеличение размера излучающей области инжекционного лазера выше такого, при котором обеспечивается равенство углов когерентности излучения угловому размеру объекта, не дает существенного выигрыша в интенсивности корреляционного максимума, а лишь приводит к уменьшению величины отношения сигнал/фон. Однако следует отметить, что при этом, как экспериментально показано в [8], снижаются требования к точности установки фильтра.

На основании полученных в данной работе и в работах [1, 8] результатов могут быть найдены оптимальные тип и режим работы инжекционного лазера, геометрические параметры схем записи и обработки, обеспечивающие для заданных характеристик преобразователя оптических сигналов в электрические максимальную плотность обрабатываемой информации при приемлемых требованиях к точности установки фильтра.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Елхов В. А., Золотарев А. И., Морозов В. Н., Попов Ю. М.** Влияние когерентности излучения на форму выходного сигнала оптического коррелятора. Ч. I.— Автометрия, 1982, № 5.
2. **Lugt Vander A.** Sygnal detection by complex spatial filtering.— IEEE Trans. Inform. Theory, 1964. vol. IT-10, N 2, p. 139.
3. **Перина Я.** Когерентность света.— М.: Мир, 1974.
4. **Lohmann A. W., Werlich W. H.** Incoherent matched filtering with Fourier holograms.— Appl. Opt., 1971, vol. 10, N 3, p. 670.
5. **Морозов В. Н.** Восстановление голограмм частично-когерентным излучением.— Квант. электроника, 1973, № 5 (17).
6. **Колесников А. А., Лаптева Н. В.** Исследование статистических характеристик мелкоструктурных изображений корреляционным методом.— В кн.: Оптические методы обработки информации/Под ред. Гуревича С. Б. Л.: Наука, 1978.
7. **Папулис А.** Теория систем и преобразований в оптике.— М.: Мир, 1971.
8. **Золотарев А. И. и др.** Инжекционные лазеры в корреляционных системах оптической обработки информации.— В кн.: IV Всесоюзн. школа по оптической обработке информации: (Тез. докл.). Минск: ИЭ АН БССР, 1982, ч. 1.

Поступила в редакцию 2 февраля 1983 г.

УДК 681.327.68

А. А. ВЕРБОВЕЦКИЙ, Е. А. ЗИМОГЛЯДОВА, В. Б. ФЕДОРОВ

(Москва)

К ВОПРОСУ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВ С МНОГОАБОНЕНТНЫМ ОБСЛУЖИВАНИЕМ

Повышение производительности современных мультипрограммных вычислительных систем осуществляется путем организации параллельной работы во времени процессора, мультиплексного и селекторного каналов и некоторых других устройств, независимо обращающихся к оперативной памяти. Эти устройства можно рассматривать как абоненты памяти. Возникает, таким образом, задача обеспечения работы оперативной памяти в режиме многоабонентного обслуживания [1, 2].

На рис. 1 изображена блок-схема многоабонентного

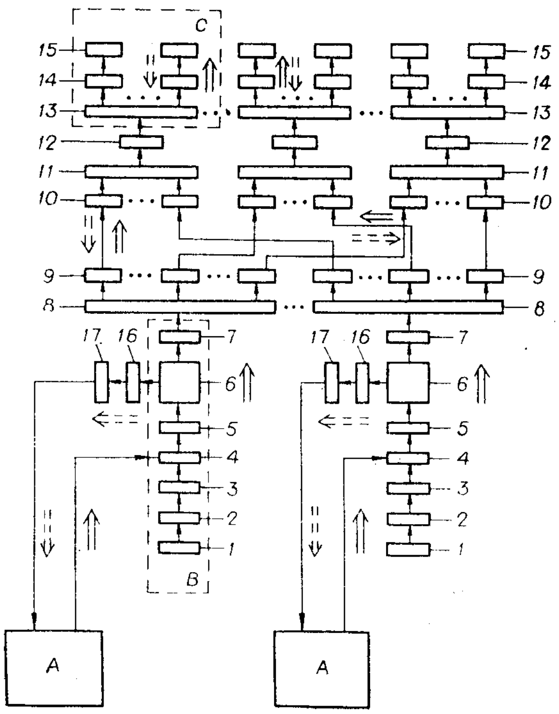

Рис. 1. Блок-схема многоабонентного оптического запоминающего устройства:

1 — лазер; *2* — дефлектор; *3, 5, 10, 12, 14, 16* — оптические системы; *4* — управляемый транспарант; *6* — светоделительный поляризационный куб; *7* — невзаимный вентиль; *8, 13* — управляемые поликубические мультипликаторы изображений; *9* — жгуты волоконных световодов; *11* — управляемые поликубические системы сведения изображений; *15* — носители информации; *17* — фотоприемные матрицы (сплошная и штриховая стрелки — информационные потоки).