

УДК 621.382:621.395

ПРЕДЕЛЬНАЯ ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ И ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СЕТЕЙ И СИСТЕМ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ

Я.В. АЛИШЕВ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь*

Поступила в редакцию 19 ноября 2003

Дан обзор оценок пропускной способности и помехоустойчивости оптических сетей и систем телекоммуникаций учеными ряда стран. Произведен теоретический анализ предельных значений этих характеристик, приведены результаты исследований и их обсуждение.

Ключевые слова: оптические сети и системы телекоммуникаций, пропускная способность, квантовые шумы, помехоустойчивость, фазированные лазерные решетки, принцип неопределенности Гейзенберга.

Введение

Создание сетей и систем телекоммуникаций с экономической точки зрения в основном диктовалась необходимостью передачи речи. С крупномасштабным развертыванием сетей передачи компьютерных данных происходит модификация самой архитектуры сетей. Именно поэтому требуются фундаментальные изменения в принципах проектирования, создания автоматизированной диагностики, контроля параметров систем и управления самой сетью.

Очевидно, что сложившаяся ситуация эффективно стимулировала и стимулирует исследования и разработки по совершенствованию сетей и систем телекоммуникаций, приводя к появлению новых, более совершенных технологий. Одной из таких технологий, рожденных во второй половине прошедшего столетия, явилась передача сигналов по оптическим сетям и системам телекоммуникаций [1].

Как и в традиционных сетях и системах связи, наиболее важными характеристиками оптических сетей и систем телекоммуникаций является пропускная способность и помехоустойчивость их. Ниже будут приведены результаты исследований предельно возможных значений этих характеристик.

Теоретический анализ

Как известно, диапазон частот, в котором работают оптические сети и системы телекоммуникаций, примерно в 20 тысяч раз шире всего радиодиапазона, включая СВЧ.

Оптические методы передачи информации могут дать наибольший технико-экономический эффект при организации на линиях связи высокоскоростных цифровых линейных трактов по оптическим кабелям (ОК).

Достоинства оптических сетей и систем телекоммуникаций многократно расписаны (большей частью, "у нас") и многократно продемонстрированы (большей частью, "у них"). Уже

родилось определение, согласно которому уровень развития оптических сетей и систем телекоммуникаций является сегодня как бы визитной карточкой состояния научно-технического прогресса. К сожалению, мы эту "визитку" предъявить миру не можем!

Мы лишь недоверчиво улыбаемся при мысли, что можно будет из каждого дома какого-нибудь села Камчатки или Хабаровского края простым набором вызвать по телефону любую квартиру Минска или Бреста. Еще труднее представить, что в иных странах про эту проблему давно уже забыли!

Применение оптических систем передачи не ограничивается областью техники дальней связи. В последние годы в передовых странах Запада бурное развитие получили корпоративные вычислительные сети, предназначенные для автоматизации управления предприятиями, учреждениями. В качестве линий связи в них используются витые пары металлических проводов, коаксиальные кабели и даже радиоканалы. Однако специалисты считают, что оптические кабели станут основной средой передачи здесь. Техничко-экономические оценки показывают, что эксплуатационные расходы в таких сетях в 4–8 раз меньше, чем для систем с медными коаксиальными кабелями; кроме того, на 90% сокращается время ремонтных работ, экономятся дорогостоящие дефицитные материалы [2]. Поэтому, например, в ряде западных стран уже сейчас ведется заблаговременная прокладка ОК в новых зданиях.

В развитии корпоративных сетей характерна тенденция создания многофункциональных, мультисервисных систем (одновременной передачи речи, компьютерных данных, видеоизображений, организацией видеоконференцсвязи, документооборота, высокоскоростного выхода в глобальные Internet-сети.)

Таким образом, будущее требует создания сверхвысокоскоростных цифровых оптических сетей и систем телекоммуникаций. В связи с этим интересно, какова же максимальная пропускная способность таких сетей?

В классической электродинамике найдены общие выражения для предельного объема информации, который может быть передан по каналу связи. Так, в соответствии с формулой К. Шеннона, предельная скорость передачи может быть описана формулой (3):

$$C = \Delta\nu \log_2 \left(1 + \frac{P_c}{P_\phi} \right), \quad (1)$$

где $\Delta\nu$ — ширина полосы частот канала; P_c и P_ϕ — средние мощности сигнала и шума соответственно.

Обратим внимание на одну особенность формулы Шеннона. В течение многих лет предполагалось, что ширина полосы частот $\Delta\nu$ канала полностью определяет его пропускную способность. Считалось, что по каналу, например, с $\Delta\nu=40$ кГц можно передать за одно и то же время в 2 раза больше информации, чем по каналу с полосой частот 20 кГц. При этом упускалось из виду одно чрезвычайно важное соображение: если в канале связи отсутствуют шумы (помехи), за 1 секунду можно передать любое количество информации. В действительности же, скорость передачи информации имеет конечный предел именно из-за шумов в канале.

В случае помех типа белого шума (а Шеннон при выводе своей формулы именно такие помехи предполагал) их средняя мощность $P_\phi = P'_\phi \Delta\nu$, где P'_ϕ — мощность шумов, приходящаяся на единицу ширины полосы частот канала (Вт/Гц). Тогда

$$\lim_{\Delta\nu \rightarrow \infty} C = \lim \left\{ \log_2 \left[1 + \frac{P_c}{P'_\phi \Delta\nu} \right]^{\Delta\nu \frac{P'_\phi}{P_\phi}} \right\}^{\frac{P_c}{P'_\phi}} = \frac{P_c}{P'_\phi} \log_2 e. \quad (2)$$

Разделим правую и левую части формулы (1) на P_c / P'_ϕ :

$$\frac{C}{P_c/P'_\phi} = \frac{\Delta\nu}{P_c/P'_\phi} \log_2 \left(1 + \frac{P_c/P'_\phi}{\Delta\nu} \right). \quad (3)$$

Из графика функции $\frac{C}{P_c/P'_\phi} = \varphi \left(\frac{\Delta\nu}{P_c/P'_\phi} \right)$, представленного на рис. 1, видно, что по мере увеличения $\Delta\nu$ канала его пропускная способность быстро возрастает до тех пор, пока средние мощности шума и сигнала не сравниваются. Затем она возрастает медленно, асимптотически приближаясь к значению $1,443 P_c/P'_\phi$.

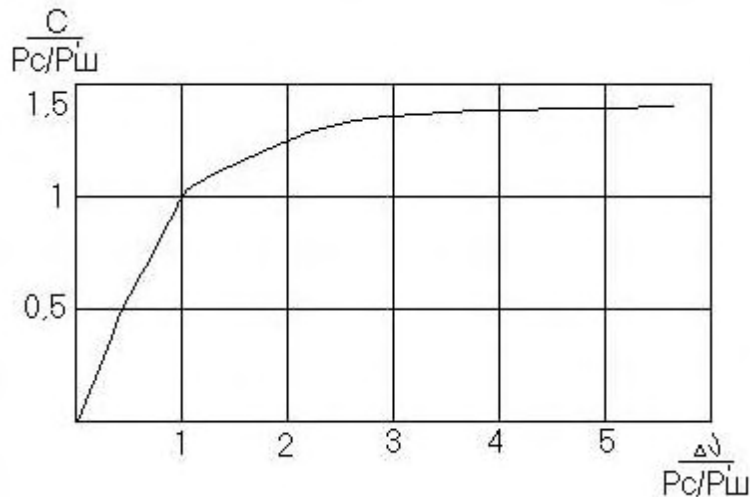


Рис. 1. График функции

Итак, анализ формулы (1) позволяет сделать следующие выводы:

Формула указывает предельное значение пропускной способности канала, которого достичь весьма трудно, к нему можно лишь приблизиться. При выводе этой формулы предполагалось, что на приемной стороне сигналы полностью отделяются от помех (шумов). В реальных системах это невозможно. Заметим, что теория информации не дает способов достижения величины C , а лишь утверждает возможность ее достижения.

Чем больше отношение P_c/P'_ϕ , тем большую скорость передачи по каналу можно обеспечить. Если $P_c/P'_\phi \geq 1$, то $C = \Delta\nu \log_2 P_c/P'_\phi$.

Как бы ни был велик шум (P'_ϕ), пропускная способность канала никогда не будет равна нулю, если $P_c \neq 0$. Это значит, что при любом уровне шумов в принципе можно передать информацию без искажений. Увеличение P'_ϕ приводит к росту ошибок, к ухудшению качества принимаемого сигнала, а для борьбы с этим потребуется, например, повторение передачи сигналов, т.е. увеличение времени передачи информации, а это снижает пропускную способность канала связи.

Эти положения и определяют важность формулы Шеннона.

Рассмотрим, как изменяется пропускная способность оптических систем и сетей телекоммуникаций в зависимости от изменения отношения сигнал/шум. Даже если предположить, что P_c/P'_ϕ неограниченно возрастает, пропускная способность не будет бесконечно увеличиваться (как можно было бы ожидать из чисто математических преобразований формулы (1), игнорируя физический смысл явления) в силу принципа неопределенности Гейзенберга (4). Согласно ему, нельзя выполнить измерения с любой желаемой точностью:

$$\Delta W \Delta t \geq h. \quad (4)$$

Если каждое измерение производится за время Δt , то принимаемая энергия ΔW может быть зарегистрирована в лучшем случае с точностью $h / \Delta t$, где $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Другими словами, при очень малых шумах результаты, полученные с помощью теории информации в классической электродинамике, становятся неверными. Таким образом, когда принимаются во внимание квантовые эффекты, играющие основную роль в оптическом диапазоне частот, формула (1) по существу не применима.

Рассмотрим (с использованием результатов [5]) канал передачи, в котором сигнал предполагается состоящим из фотонов с одинаковым состоянием поляризации, т.е., например, линейно-поляризованным и имеет дискретный энергетический спектр $h\nu_i = hi / \tau$, где $i=0,1,2,3,\dots$; τ — период сигнала. Приемник представляет собой набор осцилляторов с одинаковыми частотами ν_i , пренебрежимо малой естественной шириной линии и осуществляет точное спектральное разложение сигнала в соответствии с соотношением Гейзенберга. В отсутствие сигнала приемник обладает энергией

$$W_1 = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{h\nu_i}{\exp(h\nu_i / kT) - 1}, \quad (5)$$

другими словами, чувствительность приемника ограничивается фоном теплового излучения (черного тела) при температуре T , а мощность шума $P_\phi = W / \tau = W\Delta\nu$. Энтропия такой системы определится из выражения

$$H_1 = \int_0^{W_1} \frac{1}{kT} dW = \int_0^{T_1} \frac{1}{kT} \frac{dW(T)}{dT} dT,$$

где $W(T)$ — энергия системы как функция температуры; $W(T_1)=W_1$; k — постоянная Больцмана.

За время τ в приемник поступает сигнал с энергией $W = P_c \tau$. Максимальное количество информации I , которое может быть передано сигналом приемнику, равно разности максимальной энтропии H_2 , которой могла бы обладать система с энергией

$$W_2 = W_1 + P_c \tau, \quad (6)$$

и действительной энтропией. Значению H_2 можно поставить в соответствие состояние термодинамического равновесия при некоторой температуре T_2 :

$$H_2 = \int_0^{T_2} \frac{1}{kT} \frac{dW(T)}{dT} dT, \text{ следовательно:}$$

$$I = H_2 - H_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{1}{kT} \frac{dW(T)}{dT} dT$$

и пропускная способность системы

$$C = \frac{I}{\tau} = \frac{1}{\tau} \int_{T_1}^{T_2} \frac{1}{kT} \frac{dW(T)}{dT} dT = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{1}{kT} \frac{P_c(T)}{dT} dT, \quad (7)$$

$$P_c(T) = W(T) / \tau. \quad (8)$$

Переходя к сигналу со сплошным спектром и полагая $\frac{1}{\tau} \rightarrow \Delta\nu$, из (5) получим:

$$P_c(T) = \int_0^{\infty} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu = \frac{\pi^2 (kT)^2}{6h}, \quad (9)$$

подставив которое в (7), находим:

$$C = \frac{\pi^2 k}{3h} (T_2 - T_1). \quad (10)$$

Из (6) и (8) следует: $P_c(T_2) = P_c(T_1) + P_c$, откуда, используя (9), можно определить

$$T_2 = T_1 \sqrt{1 + 6hP_c / \pi^2 (kT_1)^2}.$$

Исключив T_2 из (10), получим выражение для пропускной способности канала при средней мощности сигнала P_c и температуре теплового шума T :

$$C = \frac{\pi^2 kT}{3h} \left(\sqrt{1 + \frac{6hP_c}{\pi^2 (kT)^2}} - 1 \right). \quad (11)$$

В предельном случае, когда $6hP_c / \pi^2 (kT)^2 \gg 1$,

$$C = \pi \sqrt{2P_c / 3h}. \quad (12)$$

Формулами (11) и (12) выражено основное ограничение информационной емкости любой системы связи, накладываемое соотношением неопределенности Гейзенберга. Это ограничение делает принципиально невозможной передачу сколь угодно большого объема информации посредством ограниченного количества энергии и показывает, какова предельная пропускная способность при заданной средней мощности сигнала.

Другой наиболее важной характеристикой систем и сетей связи является их помехоустойчивость. Теория потенциальной помехоустойчивости традиционных систем связи впервые была изложена в диссертации академика АН СССР В.А. Котельникова [11]. Этой же теме были посвящены работы [12, 13].

В данной работе мы оценим потенциальную помехоустойчивость оптических сетей и систем телекоммуникаций. Увеличения мощности излучения, а следовательно, и помехоустойчивости систем и сетей телекоммуникации можно добиться при использовании фазированных лазерных решеток [6, 7], в которых осуществляется сложение полей N -лазеров.

Методы сложения полей (интерференции) с целью увеличения интенсивности поля в дальней зоне ($R \geq L^2 / \lambda$, где R — расстояние до точки наблюдения; L — размеры источника; λ — длина волны) достаточно подробно разработаны для антенных решеток радиодиапазона ($\lambda \geq 10^{-3}$ м) [8], где длина когерентности оказывается достаточно большой; это позволяет вести все расчеты (для практических случаев), считая источники приближенно монохроматическими. Для систем сложения полей оптического диапазона (включая ИК) такой подход во многих случаях оказывается недостаточным и возникает необходимость оценки ограничений, связанных с частичной когерентностью источников, а также тех отклонений от идеального случая монохроматических полей, которые возникают при создании фазированных решеток оптического диапазона.

Обычно для лазерных источников оптического диапазона степень когерентности оценивается таким интегральным параметром, как относительная ширина линии излучения $\Delta\lambda / \lambda_0$ (или $\Delta\nu / \nu_0$). Для различных типов лазеров этот параметр колеблется в весьма широких пределах, от 10^{-7} до 10^{-2} (газовые лазеры, полупроводниковые квантово-размерные и РОС-лазеры). Ширина линии излучения $\Delta\lambda$ (или полоса частот $\Delta\nu$) может быть связана со временем когерентности Δt соотношением, аналогичным условию неопределенности Гейзенберга (4):

$$\Delta t \Delta \nu \geq (4\pi)^{-1}.$$

Так, если в качестве времени когерентности Δt полагать длину волнового цуга лазерного излучения на средней частоте ν_0 , то величина

$$\Delta \nu \approx (\Delta t)^{-1} \quad (13)$$

представляет собой ширину области главного максимума спектральной функции (с центром на частоте ν_0) на уровне интенсивности $I=0,41$, максимальная длина когерентности [10]

$$\Delta l = c \Delta t \approx c / \Delta \nu = \lambda_0^2 / \Delta \lambda. \quad (14)$$

Очевидно, что интерференционные эффекты, связанные с фазами интерферирующих полей (в частности, видность интерференционных полос), выражены достаточно интенсивно в том случае, если оптическая разность хода ΔS лучей от источников до точки наблюдения Q (рис. 2)

$$\Delta S \leq \Delta l. \quad (15)$$

В противном случае в точке наблюдения происходит просто сложение интенсивностей (мощностей) полей, и интерференция слабо влияет на результат. Соотношения (13)–(15) позволяют оценить возможности построения эффективных систем дискретных лазерных излучателей, т.е. таких систем, в которых возможно близкое к синфазному сложение полей в требуемых направлениях.

В случае сложения полей в дальней зоне с целью увеличения интенсивности

$$\Delta S \leq (I/8)(d/R).$$

Если положить достаточным $\Delta S \leq 0,1 \Delta l$, то допустимые волновые размеры излучающей системы

$$L/\lambda_0 \leq \sqrt{(R/\lambda_0)(\lambda_0/\Delta \lambda)}.$$

Так, для полупроводниковых лазеров при $\Delta \lambda/\lambda_0 \approx 10^{-2}$ и дальности действия $R/\lambda_0 \approx 10^{10}$, $L/\lambda_0 \leq 10^6$, т.е. допустимы достаточно большие излучающие системы размером до 1 м.

Рассмотрим результирующее поле в дальней зоне двух идентичных частично когерентных излучателей (рис. 2).

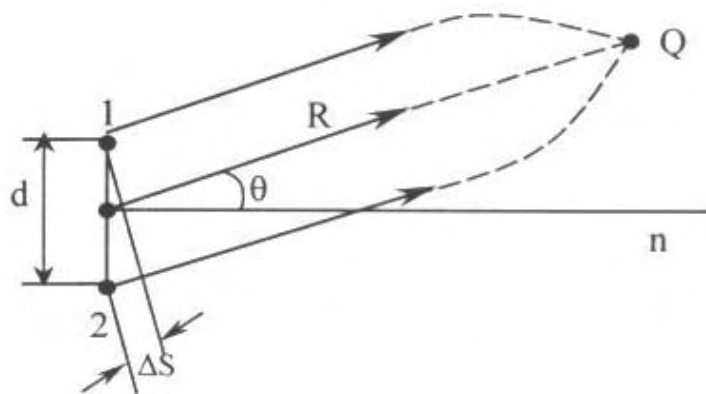


Рис. 2. Результирующее поле в зоне двух идентичных частично когерентных излучателей

При небольшой разности хода ΔS и выполнении условий (13)–(15) суммарная интенсивность поля в точке наблюдения [7]

$$I(Q) \approx 2I_1(Q) \{1 + |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\arg \gamma_{12}(\tau)]\}. \quad (16)$$

Здесь $I(Q)$ — результирующая интенсивность в точке наблюдения Q ; $I_1(Q)$ — интенсивность поля одного источника в точке наблюдения; она может быть выражена через параметры излучателя:

$$I_1(Q) \approx \frac{P_1 D_1}{4\pi \cdot R^2} F_1^2(\theta),$$

где P_1 — мощность, излучаемая каждым излучателем; D_1 — коэффициент направленного действия (КНД) излучателя; $F_1(\theta)$ диаграмма направленности (ДН) излучателя; $\gamma_{12}(\tau)$ — степень когерентности двух излучателей [7], модуль которой в частном случае двух одинаковых источников равен видимости интерференционных полос в точке наблюдения V_{12} , определяемой экспериментально:

$$|\gamma_{12}| = V_{12} = (I_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}} - I_{i\hat{a}\hat{t}}) / (I_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}} + I_{i\hat{a}\hat{t}}),$$

τ — разность времени прихода сигналов в точку наблюдения Q ; $\tau = \Delta S / c \approx (d/c)\sin\theta$; комплексная степень когерентности $\gamma_{12} = |\gamma_{12}| \exp(j \arg \gamma_{12})$ может быть определена через временные характеристики частично когерентного сигнала. Представим излучение лазерного источника в виде периодической последовательности прямоугольных импульсов на частоте ν_0 , длительности Δt с периодом повторения $T \geq \Delta t$ и средней мощностью P_1 . Тогда спектральная характеристика излучения описывается функцией [9]:

$$|f(\nu)|^2 = (E_0 \Delta t)^2 \{ [\sin \pi(\nu - \nu_0) \Delta t] / \pi(\nu - \nu_0) \Delta t \}.$$

Нормированная спектральная характеристика $|f'(\nu)|^2$ (рис. 3):

$$|f'(\nu)|^2 = \left[\frac{f(\nu)}{E_0 \Delta t} \right].$$

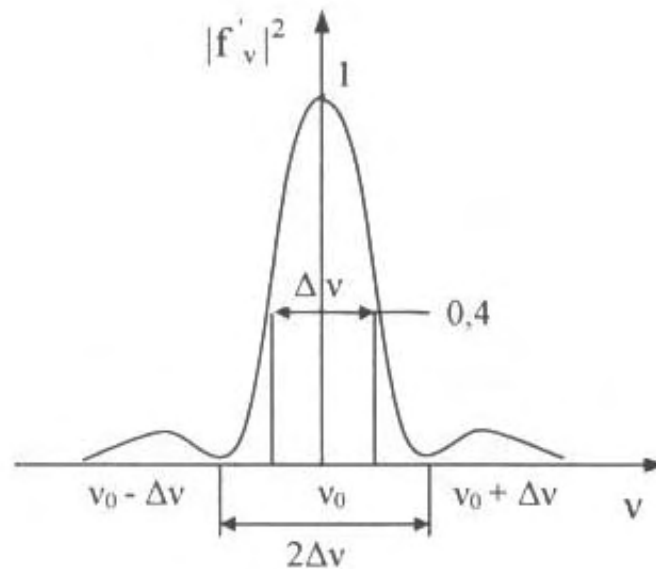


Рис. 3. Нормированная спектральная характеристика

При $T \geq \Delta t$ линейчатый спектр, огибающей которого является функция $|f(\nu)|^2$, можно полагать сплошным, а параметр $\Delta \nu \approx (\Delta t)^{-1}$ (на уровне $\sim 0,4$) шириной линии излучения.

Тогда комплексная степень когерентности может быть определена выражением:

$$\gamma_{12}(\tau) = \tilde{A}_{12}(\tau) / \tilde{A}_{11}(0),$$

$\tilde{A}_{11}(0) = \overline{E_1(t)E_1^*(t)} = E_0^2$, $E_1(t) = E_2(t) = E_0 e^{j\omega_0 t}$, $E_{1,2}(t)$ — напряженность поля источников (1,2), $\tilde{A}_{1,2}(t) = \overline{E_1(t+\tau)E_2^*(t)}$.

Считая временем наблюдения (усреднения) Δt , находим:

$$\tilde{A}_{1,2}(\tau) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} E_0 e^{j\omega_0(t+\tau)} E_0 e^{-j\omega_0 t} dt = E_0^2 \left(1 - \frac{\tau}{\Delta t}\right) e^{j\omega_0 \tau}.$$

Отсюда при $\tau < \Delta t$

$$|\varphi_{12}(\tau)| = 1 - (\tau / \Delta t) = 1 - (\alpha \psi / 2\pi), \quad (17)$$

$$\arg \varphi_{12}(\tau) = \omega_0 \tau = \psi, \quad (18)$$

где $\alpha = (\Delta \lambda / \lambda_0)$ — относительная ширина линии излучения; $\varphi = (2\pi d / \lambda_0) \sin \theta$.

Таким образом, учитывая (13) и (16) в пределах сектора $|\theta| < \theta_{\text{идеи}}$, где $\sin \theta < (\Delta l / d)$ или $\sin \theta_{\text{идеи}} < (\alpha l / \lambda_0)^{-1}$,

$$I(\theta) \approx 2I_1(\theta) \{1 + [1 - (\alpha \psi / 2\pi)] \cos \psi\}. \quad (19)$$

Нормативная ДН по мощности системы двух синфазных излучателей имеет вид

$$F^2(\theta) = F_1^2(\theta) F_c^2(\theta), \quad (20)$$

где так называемый множитель системы

$$F_c^2(\theta) = (1/2) \{1 + [1 - (\alpha \psi / 2\pi)] \cos \psi\}. \quad (21)$$

На рис. 4 (а, б, в, г) показаны нормированные ДН системы двух синфазных излучателей (полупроводниковых лазеров) при следующих значениях параметров: длина равномерно возбужденного излучателя $L = 5\lambda_0$; нормированная ДН $F_1(\theta) = |(\sin \psi_1) / \psi_1|$, $\psi_1 = (\pi L / \lambda) \sin \theta$; ширина линии излучения $\alpha = 0,01$; $0,1$; волновое расстояние между центрами излучателей $d/\lambda_0 = 10$; 50 .

Очевидно, что степень когерентности излучателей, определяемая относительной шириной линии излучения $\alpha = \Delta \lambda / \lambda_0$ и волновым расстоянием между источниками d/λ_0 при $\tau \leq \Delta t$ мало влияет на уровень интерференционных максимумов вблизи нормали к системе ($\theta = 0$). В частности, для точно сфазированных источников при $\theta = 0$ интенсивность достигает максимального значения независимо от величины α :

$$I_{\text{макс}}(0) = 4I_1(0). \quad (22)$$

Значительно сильнее влияние степени когерентности на уровень интерференции минимумов, который по мере увеличения параметра τ увеличивается; при этом уровни максимумов и минимумов сближаются и при $\tau \sim \Delta t$ формула (19) уже не может быть использована. При $\tau > \Delta t$,

$$\theta \geq \arcsin(\lambda_0 / \alpha l)$$

Поля источников некогерентны и

$$I(\theta) = 2I_1(\theta) \quad (23)$$

При анализе результирующего поля предполагалось, что излучатели сфазированы точно. В действительности, в силу различных причин возникают амплитудные и фазовые ошибки случайного характера, причем случайные фазовые ошибки оказывают сильное влияние на результирующее поле.

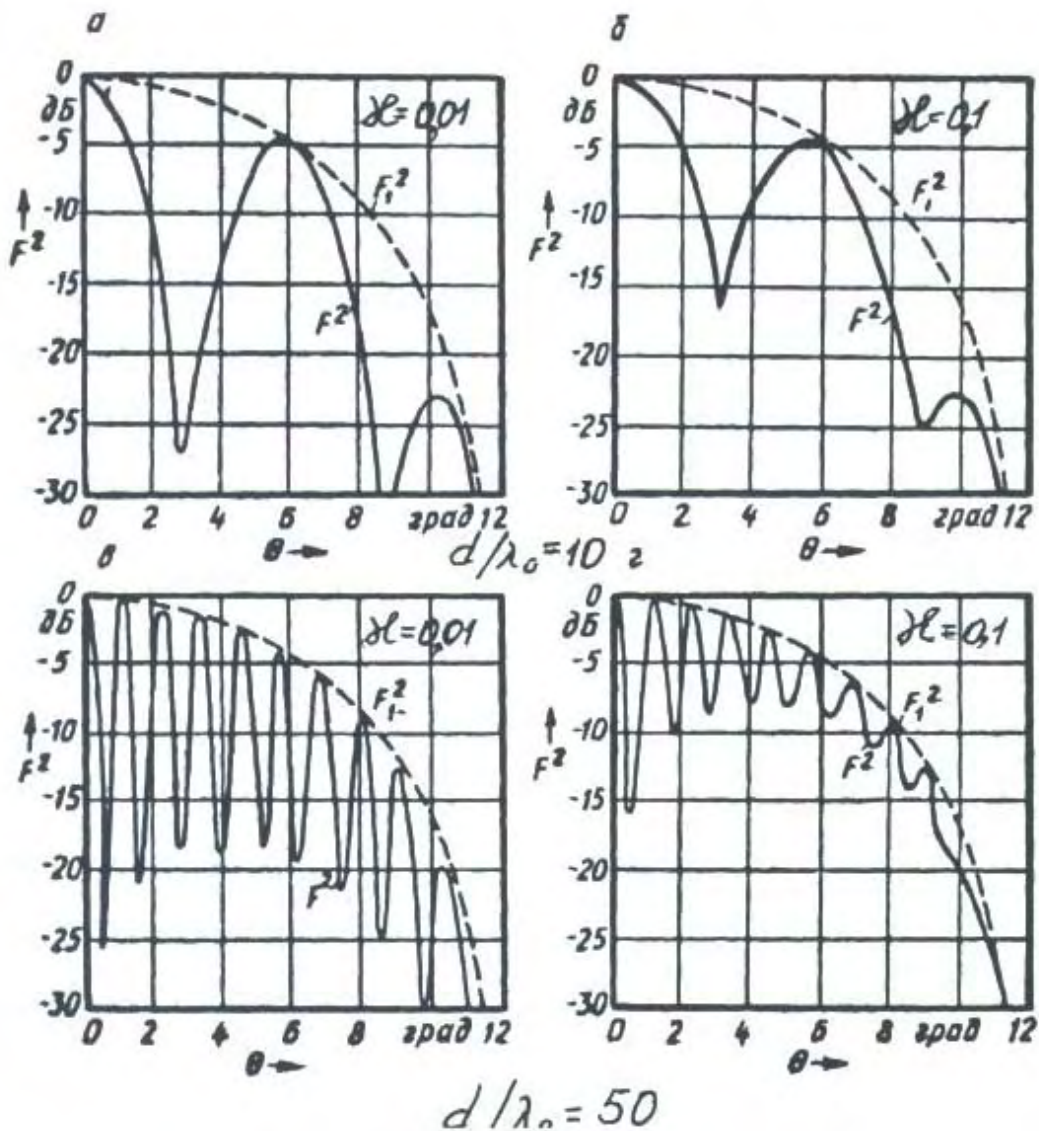


Рис. 4. Нормированные ДН системы двух синфазных излучателей

Вопрос о влиянии случайных фазовых ошибок на ДН и КНД дискретных систем излучателей исследован достаточно подробно [8]. Обычно случайные ошибки фазирования являются малыми ($\varphi_k \leq \pi$), а функция распределения — центрированной ($\overline{\varphi_k} = 0$). Закон распределения случайных фазовых ошибок в большинстве случаев близок к нормальному. В этом случае для равномерно возбужденной синфазной эквидистантной линейной решетки из N одинаковых излучателей средняя ДН по мощности

$$\overline{F_2(\theta)} \approx F_0^2(\theta)(1 - \sigma_0^2) + \sigma_0^2 / N,$$

где $F_0^2(\theta)$ — ДН по мощности в отсутствие фазовых ошибок; σ_0^2 — дисперсия фазовых ошибок (одинаковая для всех излучателей).

Снижение КНД может быть представлено в виде

$$\Delta D = 1 - \bar{D}/D_0 \approx (\sigma_0^2/N)(D_0 - 1),$$

где \bar{D} — среднее значение КНД (при наличии фазовых ошибок); D_0 — КНД в отсутствие ошибок.

Очевидно, что увеличение числа излучателей N уменьшает величину фонового излучения σ_0^2/N и снижение КНД ΔD .

Результирующие ДН системы двух синфазных излучателей при $d/\Delta\lambda_0$ и среднеквадратичной фазовой ошибке $\sigma_0 = \pi/16 - \pi/4$ показаны на рис. 5.

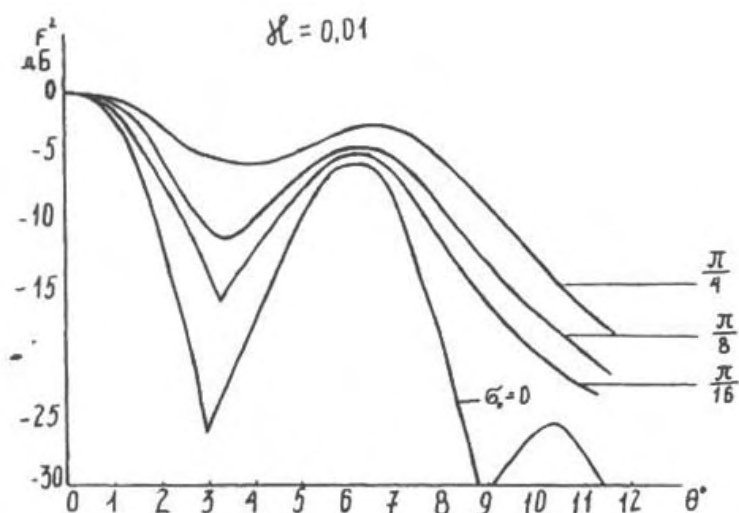


Рис. 5. Результирующие ДН системы двух синфазных излучателей

Очевидно, что для большинства практических случаев может считаться допустимой среднеквадратичная фазовая ошибка даже порядка $\pi/8$; интерференционные эффекты выражены при этом достаточно четко, а потери КНД не превышают 0,4 дБ. В то же время при большей величине σ_0 потери быстро растут (при $\sigma_0 = \pi/4$ $\Delta\bar{D} = 1,6$ дБ), а разница между максимумами и минимумами не превышает 3 дБ (видность полос $\sim 1/3$). При $\sigma_0 = \pi/16$ получается интерференционная картина высокого качества, а потери КНД пренебрежимо малы.

При использовании для фазирования дискретных фазовращателей с электрическим управлением достаточен фазовый дискрет

$$\Delta\delta = \pi/4 (\sigma_0 \sim \pi/8).$$

Интенсивность излучения линейной эквидистантной решетки из N идентичных частично когерентных источников (рис. 6) может быть найдена способом, описанным выше, для системы двух источников. При этом также полагается, что сфазированные излучатели (не уменьшая общности анализа решетку можно полагать синфазной) излучают импульсы с постоянной амплитудой, длительностью Δt , средней частотой ν_0 и с периодом повторения $T \geq \Delta t$.

Тогда аналогично (16)

$$I(\theta) \approx NI_1 + I_1 \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N |\gamma_{ik}| \cos(\arg \gamma_{ik}), \text{ где } i \neq k. \quad (24)$$

Или, после преобразований [52]

$$I(\theta) \approx NI_1 \left[1 + \frac{2}{N} \sum_{n=1}^{N-1} (N-n) |\gamma_{in}| \cos(\arg \gamma_{in}) \right]. \quad (25)$$

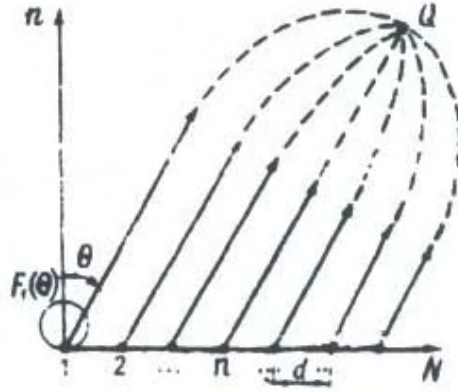


Рис. 6. Интенсивность излучения линейной эквидистантной решетки из N идентичных частично когерентных источников

В соответствии с (20) и (21) находим:

$$|\psi_{in}| = 1 - (\tau_{in} / \Delta t) = 1 - (n \alpha \psi / 2\pi), \quad (26)$$

$$\arg \gamma_{in} \approx 2\pi \nu_0 \tau_{in} \approx k_0 n d \sin \theta, \quad (27)$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0; n=1, 2, \dots, N-1.$$

Поскольку модуль степени когерентности $|\gamma_{in}| \geq 0$, должно выполняться условие $\tau_{in} < \Delta t$, где $\tau_{in} = (nd \sin \theta) / c$; при $\tau_{in} > \Delta t$, $|\gamma_{in}| = 0$. Очевидно, что для области $\tau_{11} > \Delta t$ или $\sin \theta \geq (\alpha d / \lambda_0)^{-1}$ все величины $\gamma_{in} = 0$ и

$$I(\theta) = N I_1(\theta), \quad (28)$$

т.е. происходит сложение интенсивностей излучателей решетки. Используя формулы (24)–(27), получаем выражения для интенсивности поля решетки в дальней зоне:

$$I(\theta) \approx N I_1(\theta) \left(1 + \frac{2}{N} \sum_{n=1}^{n_m} \left[(N-n) \left(1 - \frac{n\psi}{2\pi} \right) \cos(n\psi) \right] \right), \quad (29)$$

где $n_m = E[2\pi / \alpha \psi] \leq N - 1$; $E[x]$ — целая часть x .

Формула (27) легко может быть обобщена на случай решетки с линейным фазовым распределением заменой ψ на ψ' , где $\psi' = \psi - \psi_0$, $\psi_0 = k_0 d \sin \theta_0$, θ — направление главного максимума.

Выражение (29) удобно для расчетов при небольшом числе излучателей N . При большом числе излучателей целесообразно преобразовать сумму в (29), представив ее в свернутом виде; из (29) находим [53]:

$$I(\theta) \approx N I_1(\theta) \left[\left(1 + \frac{2}{N} \right) \sigma \right], \quad (30)$$

$$\sigma = \sum_{n=1}^{n_m} (N-n) \left(1 - n \alpha \psi / 2\pi \right) \cos(n\psi) = \sigma_1 - (\alpha \psi / 2\pi) \sigma_2, \quad (31)$$

$$\sigma_1 = N \sigma_3 - \sigma_4 \quad \sigma_2 = N \sigma_4 - \sigma_5,$$

$$\sigma_3 = \sum_{n=1}^{n_m} \cos(n\psi), \quad \sigma_4 = \sum_{n=1}^{n_m} n \cos(n\psi), \quad \sigma_5 = \sum_{n=1}^{n_m} n^2 \cos(n\psi).$$

Используя аналитические выражения для сумм σ_3 σ_4 σ_5 , получаем:

$$\sigma_3 = \frac{\sin\left(\frac{(n_m+1)\psi}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{n_m\psi}{2} - 1\right) \right]}{\sin\left(\frac{\psi}{2}\right)} - 1,$$

$$\sigma_4 = \frac{1}{4} \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\psi}{2}\right) \left[(n_m+1) \cos(n_m\psi) - n_m \cos((n_m+1)\psi) - 1 \right],$$

$$\sigma_5 = \frac{1}{4} n_m (n_m+1) \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\psi}{2}\right) \left[\cos(n_m\psi) - \cos((n_m+1)\psi) - \frac{\sin(n_m\psi)}{n_m} - \frac{\sin((n_m+1)\psi)}{n_m+1} \right] \operatorname{ctg}\left(\frac{\psi}{2}\right).$$

Откуда

$$\sigma_1 = \frac{N}{2} \left[\frac{\frac{1}{N} \sin^2\left(\frac{(n_m+1)\psi}{2}\right) + (N - n_m - 1) \sin\left(\left(n_m + \frac{1}{2}\right)\psi\right) \sin\frac{\psi}{2}}{\sin^2\frac{\psi}{2}} \right] - 1,$$

$$\begin{aligned} \sigma_2 = & \frac{1}{2} \operatorname{cosec}^3\left(\frac{\psi}{2}\right) \left[N \sin\left(\frac{n_m\psi}{2}\right) - n_m \sin\left(\frac{(n_m+1)\psi}{2}\right) \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) \right] \cos\left(\frac{(n_m+1)\psi}{2}\right) + \\ & + (N - n_m - 1) \left[n_m \sin\left(\left(n_m + \frac{1}{2}\right)\psi\right) \sin^2\left(\frac{\psi}{2}\right) - \frac{1}{2} \sin(n_m\psi) \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) \right]. \end{aligned}$$

Окончательно, подставляя (29), находим:

$$I(\theta) = I_1(N + 2\sigma_1 - (\alpha\psi/\pi)\sigma_2). \quad (32)$$

Для линейных фазированных решеток при $N > 2$ остаются в силе все выводы, приведенные выше. Очевидно, что частично когерентные излучатели при $\alpha \leq 0$ пригодны для создания ФЛР, причем их ДН отличаются от ДН решеток при $\alpha = 0$, главным образом, уровнем минимумов, что в большинстве случаев несущественно.

Заключение

Пропускная способность традиционных систем телекоммуникаций была оценена Клодом Шенноном при учете флуктуационных помех. В оптических системах при огромной ширине по длинам волн чрезвычайно малых потерь в световодах пропускная способность их не достигает своего предельного значения из-за наличия квантовых шумов.

Потенциальная помехоустойчивость лазерных (оптических) информационных систем и сетей телекоммуникаций может быть достигнута при использовании фазированных лазерных решеток, что позволяет ввести в оптическое волокно достаточно большие мощности излучения и тем самым резко увеличить отношение сигнал/шум на выходе системы.

OPTICAL COMMUNICATION NETWORKS AND SYSTEMS ULTIMATE CARRYING CAPACITY AND WOULD-BE NOISE IMMUNITY PERFORMANCES

Y.V. ALISHEV

Abstract

Both carrying capacity and noise protective performances of the modern optical communication networks and systems after from over the world explorer publications are reviewed. Theoretical analyses of the limitation performances above are figured out and are deliberated on.

Литература

1. Алишев Я.В. Перспективные информационные технологии в волоконно-оптических сетях телекоммуникаций // Радиотехника и электроника. 1999. Вып. 23. С. 123–131.
2. Алишев Я.В. Многоканальные системы передачи оптического диапазона. Мн., 1986.
3. Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетики. М., 1963.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика — квантовая механика. М., 1974.
5. Лебедев Д.С., Левитин Л.В. Максимальное количество информации, переносимое электромагнитным полем // ДАН СССР. 1963. Т. 49, № 6. С. 1299–1302.
6. Алишев Я.В. К помехоустойчивости систем связи при передаче аналоговых сигналов по оптическому каналу с импульсной поляризационной модуляцией и ЧМ-поднесущей // Радиотехника. 1980. Т. 35, № 2. С. 34–35.
7. Алишев Я.В., Ямайкин В.Е. Помехоустойчивость оптической системы при использовании фазированной решетки // Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27, № 10. С. 22–27.
8. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М., 1970.
9. Алишев Я.В., Хацкевич О.А., Ямайкин В.Е. Исследование характеристик фазированных решеток инжекционных лазеров // Докл. АН Беларуси. 1990. Т. 36, № 9. С. 806–809.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
11. Котельников В.А. Теория потенциальной помехоустойчивости. М., 1956.
12. Гуткин Л.С. Теория оптимальных методов радиоприема при флуктуационных помехах. М., 1961.
13. Зюко А.Г. Помехоустойчивость и эффективность систем связи. М., 1963.