АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им.Л.В.КИРЕНСКОГО

Препринт № 289 ф

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ ЧАСТОТ В ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

В.Г.Архипкин, Ю.И.Геллер, А.К.Попов, А.С.Проворов

Красноярск 1984

УДК 621.378.3

Исследованы особенности нелинейного смешения частот в газонаполненных волноводах. Показано, что при выполнении условий волнового согласования возможно значительное увеличение эффективности преобразования (до $10^2 \div 10^4$ раз) по сравнению с преобразованием в условиях жесткой фокусировки.

Анализируются преимущества волноводов для получения коротковолнового излучения ВУФ диапазона. Обсуждаются возможности экспериментальной реализации импульсного и непрерывного режимов генерации.

Ответственный за выпуск Ю.И.Геллер

Введение

При фокусировке излучения нелинейная оптическая поляризация среды резко возрастает в области фокуса, однако одновременно укорачивается длина участка среды, на котором может происходить нелинейное преобразование. По порядку величины эта длина равна конфокальному параметру фокусировки b. При жесткой фокусировке $b \ll L$, где L – полная длина нелинейной среды. Использование диэлектрических или металлических волноводов, заполненных нелинейной средой, позволяет осуществлять нелинейное преобразование в полях, интенсивность которых близка к таковой в фокусе при жесткой фокусировке, но сохраняется на больших длинах. Эти длины могут на много порядков превышать конфокальный параметр фокусировки, обеспечивающий площадь пятна в фокусе порядка площади сечения волновода. В результате при некоторых условиях можно ожидать выигрыш в коэффициенте преобразования (КП) порядка $(L/b)^2 > 1$ (где L – длина волновода, b – конфокальный параметр фокусировки) по сравнению со случаем жесткой фокусировки в отсутствии волновода.

Использование нелинейных преобразований в волноводе позволило значительно увеличить сигнал КАРС в сжатом кислороде [1], ВКР в сжатом водороде [2] и фазово-сопряженное отражение в молекулярных газах [3]. Представляет интерес распространение этого метода на другие нелинейные процессы и, в особенности, обеспечивающие генерацию коротковолнового вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучений.

В настоящее время основным способом получения узкополосного перестраиваемого ВУФ и МР излучения является генерация гармоник и суммарных частот в газах и парах металлов. При использовании импульсных накачек КП в диапазон 100нм на нерезонансных кубических нелинейностях составляет величину порядка $10^{-5} \div 10^{-6}$ [4]. С помощью резонансных нелинейных процессов КП на кубических нелинейностях может быть повышен до величины $10^{-2} \div 10^{-3}$ [5,6] и до величин порядка 10^{-6} для нелинейностей девятого порядка [7]. Большой интерес вызывают перспективы преобразования в непрерывном режиме [8,9]. Во всех перечисленных работах лучшие результаты получались при жесткой фокусировке накачки в объем нелинейной среды. При использовании мощной плосковолновой накачки в [10] в резонансной среде получен КП порядка 10^{-4}.

В данной работе анализируются возможности улучшения КП при смешении частот за счет использования нелинейных эффектов в полых волноводах.

Теория

При фокусировке излучения с гауссовским распределением интенсивности по сечению на вход полого цилиндрического волновода наилучшее согласование и наименьшие потери при распространении достигаются для мод EH_{II} и TE_{0I} [II, I2]. Для волновода с внутренним радиусом a оптимальное согласование достигается при фокусировке излучения на вход с конфокальным параметром

$$b = 2\pi (0{,}64a)^2/\lambda , \qquad (I)$$

где λ -длина волны излучения.

Излучение внутри пустого полого волновода может быть представлено в виде затухающих квазиплоских волн с некоторым распределением амплитуды по сечению волновода

$$E(z,r,\theta,t) = \frac{1}{2}\sum_{l,m} A_{lm}(z)\Psi_m(r,\theta)\exp\{i(\gamma_{lm}z-\omega_l t)\} + K.C., \qquad (2)$$

где r, θ, z -цилиндрические координаты, γ_{lm} -комплексная константа распространения. Индекс l характеризует частоту, m - тип колебания.

Мощность излучения в моде m на частоте ω_l есть

$$W_{lm} = |A_{lm}(z)|^2 N^2_{lm} , \qquad (3)$$

где

$$N^2_{lm} = \frac{c n_{lm}}{8\pi}\int_0^\infty\int_0^{2\pi} \Psi^2_m(r,\theta) r dr d\theta , \qquad (4)$$

$n_{lm} = cK_{lm}/\omega_l$ -эффективный коэффициент преломления на частоте ω_l для волны m, распространяющейся внутри волновода;

$$k_{lm} = Re\gamma_{lm}$$

Введем амплитуду $B_{lm}(z)$ так, что

$$|B_{lm}(z)| \equiv N_{lm}|A_{lm}(z)|, \quad W_{lm} = |B_{lm}(z)|^2 \qquad (5)$$

Ограничимся учетом лишь одной моды на каждой из взаимодействующих частот, поскольку обычно лишь одна или две моды дискриминируются наименьшими потерями в пустом волноводе.

Различия констант распространения для диэлектрических и металлических волноводов состоят в следующем. Если диэлектрическая проницаемость оболочки диэлектрического волновода есть $\mathcal{E}$,

а среды внутри волновода $\mathcal{E}_0$, то оказывается [II], что при $\nu = (\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)^{1/2} > 2{,}02$ наименьшими потерями при распространении излучения в пустом волноводе обладает мода TE_{0I}, а при $\nu < 2{,}02$ -мода EH_{II}. Для большинства стекол $\nu \simeq I{,}5$. Расчеты показывают [II], что при $\nu \simeq I{,}5$ для моды EH_{II} величина $Jm\gamma \simeq 0{,}2I\lambda^2/a^3$. Это соответствует потерям мощности излучения $I{,}85(\lambda^2/a^3)$дб/м, если подставлять значения λ и a в метрах. При λ =Iмкм, a = 0,Iмм потери составляют весьма малую величину I,85дб/м. При λ =0,Iмкм потери уменьшаются еще на два порядка.

В металлическом волноводе наименьшими потерями обладает мода $TE_{0,I}$, причем потери для нее меньше, чем для моды EH_{II} в диэлектрическом волноводе. Например, в алюминиевом волноводе потери I,85 $I0^{-3}$ дб/м возникают в волноводе радиуса a=0,25мм.

Искревления волновода вносят дополнительные потери. Так для диэлектрического волновода с ν =I,5, a =0,25мм, λ =Iмкм потери составляют 0,I2 дб/м и удваиваются при искревлении волновода с радиусом кривизны R =I50м. Потери, которые вносит искривление металлического волновода существенно меньше. Так, приведенные выше потери алюминиевого волновода удваиваются при радиусе кривизны R =48м. Шероховатости внутренней поверхности волновода также вносят дополнительные потери.

Вещественная часть константы распространения в пустом волноводе описывается выражением [II]

$$K_{nm} = Re\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{1 - \frac{1}{2}\left[\frac{U_{nm}\lambda}{2\pi a}\right]^2\left[1 + Jm\left(\frac{\nu_n\lambda}{\pi a}\right)\right]\right\}, \qquad (6)$$

а мнимая часть

$$Jm\gamma = (U_{nm}/2\pi)^2\frac{\lambda^2}{a^3}Re\,\nu_n ,$$

где U_{11} =2,405; U_{01} =3,832; $\nu_n = (\nu^2-1)^{-1/2}$ для моды TE_{II};

$\nu_n = 1/2(\nu^2+1)(\nu^2-1)^{-1/2}$ для модыи EH_{II}.

В видимом диапазоне существуют диэлектрики, у которых $Jm\,\nu^2$ пренебрежимо мала, а $Re\,\nu^2$ составляет величину между 2 и 3. С уменьшением длины волны величины $Jm\,\nu^2$ и $Re\,\nu^2$ растут, сильно зависят от материала и длины и составляют величину в несколько единиц.

Характерные значения параметра ν^2 для металлов рассмотрим на примере алюминия. Для алюминия в области Iмкм $Re\nu^2 = -80$, $Jm\nu^2 \approx I0$; в области 0,2мкм $Re\,\nu^2 \approx -5$, $Jm\nu^2 \approx 0{,}05$; в области I00нм $Re\nu^2 \approx -2$, $Jm\nu^2 \approx 0{,}0I$ [II].

Из формулы (6) и приведенных численных данных следует, что в диэлектрических волноводах добавка к волновому вектору по сравнению со свободным пространством составляет по порядку величину $\delta K^{(1)}/K \simeq -0{,}7\left(\frac{\lambda}{\pi a}\right)^2$. В металлическом волноводе кроме этой добавки возникает дополнительный фазовый сдвиг

$$\delta K^{(2)}/K \simeq -2(\lambda/\pi a)^3\left(-\mathrm{Re}\,\nu^2\right)^{-1/2}$$

Перейдем к описанию четырехволновых взаимодействий в волноводе. С учетом потерь и дисперсии, которые вносит волновод, уравнения для нелинейно взаимодействующих в волноводе полей могут быть представлены в виде, аналогичном для взаимодействия плоских волн. Разница состоит лишь в том, что появляются дополнительные коэффициенты, обусловленные интегралами перекрытия различных мод [13].

Рассмотрим процесс генерации сумарной частоты $\omega_s=\omega_1+\omega_2+\omega_3$. Нелинейную поляризацию на суммарной частоте определим в виде

$$P^{NL}(\omega_s,t)=\frac{1}{2}P^{NL}\exp\{i(\tilde{\gamma}z-\omega_s t)\}, \qquad (7)$$

где $P^{NL}=(1/4)N\chi^{(3)}A_1\Psi_1A_2\Psi_2A_3\Psi_3$, $\tilde{\gamma}=\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3$, $\chi^{(3)}$ -атомная нелинейная восприимчивость, N -плотность атомов. Остальные компоненты нелинейной поляризации представим в аналогичном виде. Тогда с помощью соотношений (2)-(5) из уравнения

$$\nabla^2E(z,r,\theta)-\frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}E(z,r,\theta)=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}P^{NL}(\omega_s,t)$$

можно получить следующую систему связанных уравнений для "медленных" амплитуд волн

$$\frac{dB_s}{dz}=i\delta\gamma_sB_s+iNC_s\chi^{(3)}B_1B_2B_3\exp(i\Delta\gamma z), \qquad (8)$$

$$\frac{dB_k}{dz}=i\delta\gamma_kB_k, \qquad (9)$$

$$\delta\gamma_j=N\sum_k C_{jk}\chi^{(3)}_{jk}W_k,\quad C_{jk}=Q_j\langle jkkj\rangle,\quad C_s=Q_s\langle 123s\rangle,$$

$$\Delta\gamma=\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3-\gamma_s,\quad Q_j=4\pi^2\omega_j/c^2(n_1n_2n_3n_s)^{1/2}$$

(причем γ_i включают в себя потери и дисперсию, обусловленные как волноводом, так и нелинейными процессами в заполняющей волновод среде); $\langle abcd\rangle$ -интегралы перекрытия.

$$\langle abcd\rangle=[D_aD_bD_cD_d]^{-1/2}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\Psi_a\Psi_b\Psi_c\Psi_d\,r\,dr\,d\theta, \qquad (10)$$

$$D_a=\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\Psi_a^2\,r\,dr\,d\theta$$

Интегралы перекрытия $\langle abcd\rangle$ имеют размерность обратной площади. Эта площадь приблизительно равна площади сечения волновода и для мод нижайшего порядка может отличаться от нее в большую или меньшую сторону на фактор, не превышающий 2. Если моды на всех частотах есть HE_{11} и их аппроксимировать гауссовской функцией $\Psi=\exp(r^2/w^2)$, то получаем

$$\langle abcd\rangle=1/\pi w^2 \qquad (11)$$

Обычно в волноводе $w\lesssim a$. Если часть мод имеет высокий порядок, то эффективная площадь перекрытия может стать несколько больше площади сечения волновода. Например, если

$$\Psi_a=\Psi_b=\exp(-r^2/w^2),\ \Psi_c=\Psi_d=(1-r^2/w^2)\exp(-r^2/w^2), \qquad (12)$$

то

$$\langle abcd\rangle=1/2\pi w^2.$$

Таким образом, эффективная площадь перекрытия становится в два раза больше.

Полагая $B_j=b_j\exp(i\delta\gamma_jz)$ и подставляя решение уравнения (9) в уравнение (8), получаем:

$$\frac{db_s}{dz}=i\chi^{(3)}C_sb_1b_2b_3e^{i\Delta Kz-(\beta-\alpha_s)z}, \qquad (13)$$

где ΔK, $\beta=\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3$ и α_j -фазовая расстройка и потери, включающие дисперсию и потери волновода, а также нелинейные и линейные дисперсию и поглощение в заполняющей волновод среде.

Из (13) находим

$$W_s=\left(\frac{4\pi^2\omega_s}{c^2}\right)^2\frac{|N\chi^{(3)}|^2}{n_1n_2n_3n_s}J\langle 123s\rangle^2W_1W_2W_3, \qquad (14)$$

где

$$J=\left[e^{-2\alpha_sL}+e^{-2\beta L}-2e^{-(\beta+\alpha_s)L}\cos\Delta KL\right]\Big/\left[\Delta K^2+(\beta-\alpha_s)^2\right]$$

При $\beta L\ll 1$, $\alpha_sL\ll 1$ (14) приобретает вид:

$$\eta^{g}=\frac{W_s}{W_3}=\left|\frac{4\pi^3N\chi^{(3)}L}{c}\right|^2\frac{\nu_s^2\langle 123s\rangle^2}{n_1n_2n_3n_s}W_1W_2\frac{\sin^2(\Delta KL/2)}{(\Delta KL/2)^2} \qquad (15)$$

Здесь η^{g} -коэффициент преобразования по мощности излучения на частоте ω_s, $\nu_i=\omega_i/2\pi c$ -волновое число.

Мощность генерации в поле излучения, сфокусированного с конфокальным параметром b в объемную нелинейную среду, описывается выражением (см. например 14 с учетом разницы в определении $\chi^{(3)}$ по сравнению с (7)):

$$\eta^{f} = \frac{W_5}{W_3} = \left|\frac{4\pi^3 N \chi^{(3)} b}{c}\right|^2 \nu_3 \nu_5 \frac{W_1}{S_1}\frac{W_2}{S_2} F_1(\Delta k b) =$$

$$= \left|\frac{16\pi^3}{c}\chi^{(3)} N\right|^2 \nu_1\nu_2\nu_3\nu_5 W_1 W_2 F_1(\Delta k b) \ , \qquad (I6)$$

где $S_i = 4b/\nu_i$ -эффективные площади сечений пучков в фокусе; $F_1(\Delta k b)$ - интеграл синхронизма, который при $b \ll L$ имеет максимум порядка нескольких едениц при $\Delta k b$ =-2, а при $b \gg L$ принимает значение

$$F_1 = \left(\frac{2L}{b}\right)^2 \sin^2(\Delta k L/2)/(\Delta k L/2)^2 \qquad (I7)$$

Выражения (I6), (I7), с одной стороны, и (I5), с другой стороны, переходят одно в другое, учитывая, что в (I6) пучки сфокусированы с одинаковыми конфокальными параметрами и, следовательно, имеют разные площади сечения в фокусе, а в (I5) - наоборот.

Сравним коэффициенты преобразования в волноводе (I5) и в объеме (I6) при одних и тех же значениях мощностей накачек, приблизительно одинаковых сечений пучков в фокусе и волноводе, а также одинаковых длинах среды и волновода L =Iм. Из (I) следует, что при a=Iмм, λ =0,2 мкм оптимальное значение конфокального параметра фокусировки составляет b =I3 м; а при a=0,I мм, λ =0,2 мкм $b \simeq$ I30 мм.

Первый случай соответствует слабой фокусировке. При этом процессы преобразования в волноводе и свободном объеме проходят практически одинаково и при умеренных длинах среды, как правило, не очень эффективны.

Во втором случае сильной фокусировки преобразование в волноводе характеризуется фактором $(NL)^2$, а в свободном пространстве - $(Nb)^2$. При этом преобразование в волноводе может иметь преимущества, но лишь в определенных ситуациях.

а. Генерация суммарных частот. В процессах сложения частот в свободном объеме при сильной фокусировке максимум генерации достигается при выполнении условий $\Delta k b$ =-2 (если ΔK можно менять независимо от N, например с помощью синхронизирующей примеси) или $\Delta k b$ =-4 (если изменение ΔK происходит лишь за счет изменения N). Отсюда возникает условие на оптимальное значение произведения концентрации на конфокальный параметр $Nb = (Nb)^{f}$.

В волноводе ситуация резко дискриминируется в зависимости от возможности реализации условия ΔK =0. Если это невозможно, то оптимальное значение ΔK определяется из условия $\Delta k L = \pm\pi$.

Тогда фактор NL в волноводе $(NL)^{g}$ принимает значение, приблизительно равное значению Nb в свободном объеме $(NL)^{g} = (Nb)^{f}$, и волновод имеет мало преимуществ (лишь за счет понижения других лимитирующих факторов при понижении давления). Преимущества волновода проявляются, главным образом, за счет того, что при сложении частот в квазиплоских волнах, в отличие от случая сильной фокусировки, главный максимум мощности генерации возникает при ΔK =0. Если значения ΔK =0 могут быть достигнуты (за счет синхронизирующей примеси или подбора частот накачки с учетом вклада дисперсии и нелинейных добавок), то выигрыш по сравнению с сильной фокусировкой в свободный объем определяется фактором

$$\eta^{g}/\eta^{f} \approx \left[(NL)^{g}/(Nb)^{f}\right] \ , \qquad (I8)$$

который может составлять несколько порядков.

б. Генерация разностной частоты $\omega_d = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. В этом случае оптимальные значения концентрации определяются из условия ΔK =0 как для преобразования в волноводе, так и в свободном объеме. Тогда

$$\eta^{g}/\eta^{f} = (L/b)^2 \qquad (I9)$$

в. Влияние поглощения генерируемого излучения. При использовании нелинейного смешения в газонаполненных волноводах для генерации ВУФ излучения существенным фактором является поглощение генерируемого излучения. Полагая в (I4) ΔK =0, $\beta \ll \alpha_s$, получаем, что, при наличии поглощения генерируемого излучения, выражения (I8) и (I9) следует домножить на дополнительный множитель

$$d = \left[(1 - e^{-\alpha_s L})/\alpha_s L\right]^2 \qquad (20)$$

Если $\alpha_s L \sim (LN)^{g}$, то с учетом множителя (20) соотношения (I8) и (I9) максимизируются при таких значениях $(NL)^{g}$, когда $\alpha_s L \gg$ I.

В итоге, для случая, когда поглощение происходит главным образом в буферном газе, получаем

$$\eta^{g}/\eta^{f} \simeq \left[N_b \sigma_b (Nb)^{f}/N\right]^{-2} \qquad (2I)$$

Здесь N_b/N соотношение концентрации синхронизирующего газа и нелинейной компоненты, при котором достигается значение ΔK =0, а σ_b -сечение поглощения генерируемого излучения в синхронизирующей буферной примеси.

Если поглощение в основном происходит в нелинейной компоненте, то

$$\eta^g/\eta^f = \left[\sigma (N b)^f\right]^{-2} \qquad (22)$$

где σ –сечение поглощения генерируемого излучения в нелинейной компоненте смеси.

Численные оценки.

Рассмотрим некоторые примеры, на которых проиллюстрируем возможный выигрыш за счет использования четырехволновых смешений в газонаполненных волноводах.

В работе [4] была получена генерация третьей гармоники излучения на длине волны $Ly-\alpha$ линии водорода (I2I,5нм) в смеси Kr и Ar. При давлении Kr около 900 торр и давлении Ar, который служил в качестве синхронизирующей примеси, I600 торр, при мощности накачки около I МВт, сфокусированной с конфокальным параметром b =0,3 см, получена мощность генерации ВУФ излучения около 20 Вт. Из работы [I4] следует, что в данной смеси синхронизация $\Delta K=0$ достигается при N_g/N =3. Основное поглощение генерируемого излучения определяется аргоном. Показатель и сечение поглощения в аргоне соответственно составляют α_s^g =5,5 10^{-5} (торр см$^{-1}$), σ_s^g =2 10^{-21}см^2, а в криптоне- α_s =I,5 10^{-5}(торр см)$^{-1}$, σ_s =5 10^{-22}см$^{-2}$. Подставляя эти значения в (2I), получаем $\eta^g/\eta^f \simeq 400$, что позволяет при тех же накачках поднять мощность генерируемого излучения до нескольких киловатт. Необходимое условие $\alpha_s L > 1$ при давлении аргона 2700 торр достигается в волноводе длиной около I0 см.

В работе [9] была получена генерация третьей гармоники с λ =I43,6 нм в парах Mg в непрерывном режиме. При мощности накачки W =0,2 Вт, сфокусированной с конфокальным параметром $b \simeq 0,4$ см в смесь Mg и Kr (концентрация $N \simeq 6\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) мощность третьей гармоники составила I,8 10^{-13}Вт (I,2 $\cdot 10^5$ фотонов в секунду).

Поглощение на длине волны λ =I43,6 нм в основном определяется магнием, сечение которого составляет σ =4,5 10^{-19}см^2. Таким образом, из формулы (22) следует, что использование волновода диаметром в несколько сотых миллиметра, погруженного в смесь паров магния и синхронизирующего газа, позволяет рассчитывать на увеличение коэффициента преобразования в 10^2 раз. Необходимое условие $\alpha_s L > 1$ достигается при давлении магния 20 торр на длине около 3 см. При этом в обоих случаях волноводные потери оказываются пренебрежимо малыми для металлических волноводов.

Заключение

Таким образом, из приведенного выше анализа следует, что в прозрачных средах при условии осуществимости нулевой дисперсии ΔK =0 использование волноводов, наполненных газообразной нелинейной средой, позволяет увеличить коэффициент преобразования в $(L/b)^2 \approx 10^4 \div 10^6$ раз. Наличие поглощения накачки или генерируемого излучения несколько снижает эффект, который, однако, может составлять значительную величину $10 \div 10^3$.

Использование волноводов может быть целесообразным не только для четырехволновых процессов, но и для процессов более высокого порядка.

Перспективным классом нелинейных сред являются ионы. Использование разрядов в волноводах позволяет повысить однородность плазмы и преодолеть одну из существенных трудностей в освоении этих нелинейных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.B.Miles, G.Laufer, G.C.Bjorklund. Appl.Phys.Lett. 30, 417, 1979.
2. A.J.Berry, D.C.Hanna, D.B.Hearn. Opt.Com. 43, 229, 1982.
3. D.M.Pepper. Opt.Engineering 21, 156, 1982.
4. R.Hilbig, R.Wallenstein. IEEE J.Quant.Electr. QE-17, 1566, 1981.
5. R.Mahon, F.S.Tomkins. IEEE J.Quant.Electr. 18, 913, 1982.
6. R.Hilbig, R.Wallenstein. IEEE J.Quant.Electr. 19, 194, 1983; 19, No12, 1983.
7. V.F.Lukinykh, S.A.Myslivets, A.K.Popov, V.V.Slabko. Appl.Phys. B34, 1984.
8. L.T.Bolotskikh, A.L.Vysotin, Im Tkhek-de, O.P.Podavalova, A.K.Popov. Appl.Phys. B34, 853, 1984.
9. A.Timmerman, R.Wallenstein. Optics Lett. 30, 547, 1983.
10. H.Junginger, H.P.Puell, H.Scheingraber. IEEE J.Quant.Electr. 16, 1132, 1980.
11. E.A.S.Marcatili, R.A.Schmeltzer. The Bell System Techn. Journ. 43, 1783, 1964.
12. А.Ярив.Введение в оптическую электронику.М.,Высшая школа, 1983.
13. R.H.Stolen, J.E.Bjorkholm. IEEE J.Quant.Electr. 18, 1062, 1982.
14. A.K.Popov, V.P.Timofeev. Optics Comm. 20, 94, 1977.
15. R.Mahon, T.J.McIlrath, V.P.Myersough, D.M.Koopman. IEEE J.Quant.Electr. 15, 444, 1979.

660036,г.Красноярск,Академгородок,
Институт физики им.Л.В.Киренского СО АН СССР
Заказ № 493   Объем п.л. 0,5. Тираж 200 экз.
Подписано к печати II.I0.84.   АЛ 07368