

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

Препринт № 289 Ф

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТ В
РАЗНОПОЛОНЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

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

Красноярск 1984

Исследованы особенности нелинейного сдвига частот в газонаполненных волноводах. Показано, что при выполнении условий волнового согласования возможно значительное увеличение эффективности преобразования (до $10^2 - 10^4$ 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 М.И. Геллер

Институт физики СО АН СССР, Красноярск, 1984

При фокусировке излучения нелинейная оптическая полиризация среды резко возрастает в области фокуса, однако одновременно увеличивается длина участка среды, на котором может происходить нелинейное преобразование. По порядку величины эта длина равна конфокальному параметру фокусировки β . При жесткой фокусировке $\beta \ll L$, 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, обеспечиваящий площадь пятна в фокусе порядка площади сечения волновода. В результате при некоторых условиях можно ожидать выигрыш в коэффициенте преобразования (КП) порядка $(L/\beta)^2 \gg 1$ (где L - длина волновода, β - конфокальный параметр фокусировки) по сравнению со случаем жесткой фокусировки в отсутствие волновода.

Использование нелинейных преобразователей в волноводе позволило значительно увеличить сигнал КАРС в сжатом кислороде [1], КРС в сжатом водороде [2] и фазово-сопряженное отражение в молекулярных газах [3]. Предлагаются интерес распространения 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 выключей КП в диапазоне 100 см на нерезонансных кубических нелинейностях составляет величину порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ [4]. С помощью резонансных нелинейных процессов КП на кубических нелинейностях может быть повышен до величины $10^{-2} - 10^{-3}$ [5, 6] и до величин порядка 10^{-6} для нелинейностей четвертого порядка [7]. Больший интерес вызывает перспектива преобразования в непрерывном режиме [8, 9]. Во всех перечисленных работах лучше результаты получены при жесткой фокусировке выключей 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 КПД при смещении частот за счет использования нелинейных эффектов в полах волноводов.

Теорема

При фокусировке излучения с тесновым распределением интенсивности по сечению на вход полого цилиндрического волновода наилучшее согласование и наименьшие потери при распространении достигаются для мод $H_{11}^{(1)}$ TE₀₁ [1, 12]. Для волновода с внутренним радиусом a оптимальное согласование достигается при фокусировке излучения на вход с конфокальным параметром

$$b = 2\pi(0,64a)^2/\lambda, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения.

Излучение внутри пустого полого волновода может быть представлено в виде валауных квазилинейных волн с некоторым распределением амплитуд по сечению волновода

$$E(z, r, \theta, t) = \frac{1}{2} \sum_m A_{lm}(z) \psi_m(r, \theta) \exp[i(\omega_m z - \omega t)] + K.C. \quad (2)$$

где r, θ, z — цилиндрические координаты, ψ_m — комплексная функция распределения. Индекс l характеризует частоту, m — тип колебания.

Мощность излучения в моде m на частоте ω_l есть

$$W_{lm} = |A_{lm}(z)|^2 N_{lm}^2, \quad (3)$$

где

$$N_{lm}^2 = \frac{ch_{lm}}{8\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_m^2(r, \theta) r dr d\theta, \quad (4)$$

$N_{lm} = c k_{lm} / \omega_l$ — эффективный коэффициент преобразования на частоте ω_l для волны m , распространяющейся внутри волновода;

$$k_{lm} = \text{Re} \delta_{lm}$$

Введем амплитуду $V_{lm}(z)$ так, что

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

Ограничимся учетом лишь одной моды на каждой из взаимнодействующих частот. Поскольку очевидно лишь одна или две моды дискретизируются наименьшими потерями в пустом волноводе.

Различные константы распространения для диэлектрических и металлических волноводов состоят в следующем. Если диэлектрический коэффициент проницаемости обозначи диэлектрического волновода есть ϵ ,

в среде внутри волновода ϵ_0 , то оказывается [1], что при $\nu = (\epsilon/\epsilon_0)^{1/2} > 2$, α_2 наименьшими потерями при распространении излучения в пустом волноводе обладает мода TE₀₁, а при $\nu < 2,02$ — мода $H_{11}^{(1)}$. Для большинства стекол $\nu \approx 1,5$. Расчеты показывают [1], что при $\nu \approx 1,5$ для моды $H_{11}^{(1)}$ величина $\gamma_m \gamma \approx 0,21 \lambda^2 / a^3$. Это соответствует потерям мощности излучения $1,85 (\lambda^2 / a^3) \text{ дБ/м}$, если подставлять значения λ и a в метрах. При $\lambda = 1 \text{ мм}$, $a = 0,1 \text{ мм}$ потери составляют всего лишь величину $1,85 \text{ дБ/м}$. При $\lambda = 0,1 \text{ мм}$ потери уменьшаются еще на два порядка.

В металлическом волноводе наименьшими потерями обладает мода TE₀₁, причем потери для нее меньше, чем для моды $H_{11}^{(1)}$ в диэлектрическом волноводе. Например, в алюминевом волноводе потерь $1,85 \cdot 10^{-3} \text{ дБ/м}$ возникает в волноводе радиуса $a = 0,25 \text{ мм}$.

Искривления волновода вносят дополнительные потери. Так для диэлектрического волновода с $\nu = 1,5$, $a = 0,25 \text{ мм}$, $\lambda = 1 \text{ мм}$ потери составляли $0,12 \text{ дБ/м}$ и удваиваются при искривлении волновода с радиусом кривизны $R = 150 \text{ мм}$. Потери, которые вносят искривления металлического волновода существенно меньше. Так, приведенные выше потери алюминевого волновода удваиваются при радиусе кривизны $R = 48 \text{ мм}$. Шероховатости внутренней поверхности волновода также вносят дополнительные потери.

Реальная часть константы распространения в пустом волноводе описывается выражением [11]

$$K_{lm} = \text{Re} \chi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{U_{lm} \lambda}{2\pi a} \right]^2 \left[1 + \gamma_m \left(\frac{\nu_n \lambda}{\pi a} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

а мнимая часть

$$\gamma_m \chi = \left(U_{lm} / 2\pi \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re} \nu_n,$$

где $U_{11} = 2,405$; $U_{01} = 3,832$; $\nu_n = (\nu^2 - 1)^{-1/2}$ для моды TE₁₁;

$\nu_n = 1/2 (\nu^2 + 1)(\nu^2 - 1)^{-1/2}$ для моды $H_{11}^{(1)}$.

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

Характерные значения параметра ν^2 для металлов расомогри на примере алюминия. Для алюминия в области $\text{Re} \nu^2 = -80$, $\gamma_m \nu^2 \approx 10^4$ в области $0,2 \text{ мм}$ $\text{Re} \nu^2 \approx -5$, $\gamma_m \nu^2 \approx 0,05$ в области 100 мкм $\text{Re} \nu^2 \approx -2$, $\gamma_m \nu^2 \approx 0,01$ [11].

Из формулы (6) и приведенных числовых данных следует, что в диэлектрических волноводах дробная к волновому вектору по сравнению со свободным пространством составляет по порядку ве-