

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЕТА

В. И. Лазаренко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЛФИ, г. Саров Нижегородской обл.

1. Введение

1.1. Генераторы когерентного света с плавной перестройкой частоты. Можно выделить три типа генераторов с плавной перестройкой частоты генерируемого излучения. К первому типу относятся лазеры, в которых осуществляется целенаправленное изменение частоты рабочего перехода в результате внешних воздействий. Примером могут служить полупроводниковые лазеры, частота генерации которых меняется под действием внешнего электрического поля или давления, при изменении температуры или химического состава активного элемента.

Ко второму типу можно отнести лазеры с широкой линией рабочего перехода. Перестройка частоты осуществляется в пределах этой линии. Для реализации перестройки внутрь резонатора лазера вводят спектрально-селективный элемент, например дисперсионную призму или дифракционную решетку. Такой метод перестройки частоты применяют в лазерах на красителях и на сжатых газах. Отметим в этой связи также перестраиваемые лазеры на центрах окраски в ионных кристаллах.

Наконец, к третьему типу отнесем параметрические генераторы света (ПГС). Перестройка частоты осуществляется здесь на основе параметрического взаимодействия световых волн в нелинейном кристалле. Принцип ПГС и возможные схемы перестройки частоты предложены в 1962 г. в работе Ахманова и Хохлова, а также Кролла и Кингстона. Впервые оптическая параметрическая генерация получена в 1965 г.

1.2. Трехчастотное параметрическое взаимодействие световых волн в нелинейной среде. При распространении в квадратично-нелинейной среде двух световых волн (ω_1, \mathbf{k}_1) и (ω_2, \mathbf{k}_2) возникает, в том числе, волна поляризованности, которая порождает переизлученную световую волну на разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$ с волновым вектором $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Предположим, что в среде распространяются три когерентные световые волны: интенсивная волна накачки (ω_n, \mathbf{k}_n) и две слабых световых волны: сигнальная волна (ω_c, \mathbf{k}_c) и холостая волна (ω_x, \mathbf{k}_x) (названия «сигнальная» и «холостая», вообще говоря, условны). Нелинейное взаимодействие волны накачки и сигнальной волны может порождать переизлученную волну на частоте $\omega_n - \omega_c$ с волновым вектором $\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_c$, а взаимодействие волны накачки и холостой волны – переизлученную волну на частоте $\omega_n - \omega_x$ с волновым вектором $\mathbf{k}_n - \mathbf{k}_x$. Если частоты и волновые векторы удовлетворяют условиям

$$\omega_c + \omega_x = \omega_n \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_c + \mathbf{k}_x = \mathbf{k}_n \quad (2)$$

то отмеченные выше нелинейные взаимодействия могут приводить к усилению сигнальной и холостой волн за счет перекачки в них части энергии волны накачки. Условие (2) есть условие волнового (фазового) синхронизма. Вместе с (1) оно определяет условия эффективного параметрического взаимодействия трех рассматриваемых световых волн (трехчастотное параметрическое взаимодействие).

1.3. Параметрическая люминесценция, усиление, генерация. Предположим, что интенсивная когерентная световая волна (волна накачки) распространяется через нелинейный кристалл. В кристалле всегда имеются флуктуации поля в виде чрезвычайно слабых, хаотических сигналов. Благодаря параметрическому взаимодействию этих сигналов с волной накачки распространение волны накачки по кристаллу будет сопровождаться переизлучением световых волн на частотах,

меньших частоты накачки. Это явление называют параметрической люминесценцией (параметрическим рассеянием света). В отличие от обычной люминесценции здесь имеет место связь между переизлучаемыми частотами и углами, образуемыми направлениями наблюдения с направлением распространения волны накачки. Кроме того, при параметрической люминесценции переизлучаемые частоты никак не связаны с частотами переходов между уровнями в среде.

Допустим, что наряду с интенсивной волной накачки в нелинейный кристалл вводятся также две относительно слабые волны — сигнальная и холостая волны. Полагаем, что частоты и волновые векторы трех рассматриваемых когерентных волн удовлетворяют условиям (1) и (2). Как будет показано далее, существует область значений частоты ω_c (а следовательно, и частоты ω_x), для которой имеет место нарастание амплитуд по мере распространения волн по кристаллу. Это есть явление параметрического усиления.

Поместим нелинейный кристалл внутрь оптического резонатора, ориентируя его таким образом, чтобы ось резонатора совпадала с направлением синхронизма (для простоты рассматриваем в данном случае скалярный синхронизм — когда все волновые векторы коллинеарны). Если накачивать кристалл достаточно интенсивной волной, то при определенных условиях в резонаторе возбуждается генерация волн ω_c и ω_x ; это есть параметрическая генерация. Обычно для ее возбуждения в кристалл вводят только волну накачки; в этом случае генерация развивается от уровня шумов, на основе параметрической люминесценции. Возможно также инициирование параметрической генерации дополнительно вводимым в кристалл когерентным сигналом (инжекция сигнала).

Если резонатор высокодобротен на частотах ω_c и ω_x , то говорят о двухрезонаторном ПГС (ДПГС). Если же добротность резонатора высока только на одной из двух частот, например, ω_c , а на другой частоте резонатор фактически отсутствует, то говорят об однорезонаторном ПГС (ОПГС).

Отметим, что именно резонатор позволяет выделить всякий раз те конкретные частоты ω_c и ω_x , на которые «расщепляется» частота сан волны накачки. Число пар волн, сумма частот которых равна сан, может быть, очевидно, сколь угодно большим. Однако генерируется всякий раз именно та пара волн, для которой направление синхронизма совпадает с осью резонатора (рассматривая синхронизм, надо, очевидно, принимать во внимание все три волны, т. е. учитывать также волну накачки).

1.4. Способы перестройки частоты в ПГС. Выше отмечалось, что в ПГС генерируются волны именно с теми частотами, для которых направление синхронизма совпадает с осью резонатора. Ясно, что за счет воздействия тем или иным образом на оптическую индикатрису кристалла (иначе говоря, за счет изменения дисперсионных свойств кристалла) можно плавно менять частоты генерируемых волн (разумеется, в пределах диапазона длин волн, где выполняются условия синхронизма).

Можно, например, плавно поворачивать кристалл внутри резонатора, изменяя тем самым угол между оптической осью кристалла и направлением пучка накачки (направлением оси резонатора). Если при данной ориентации кристалла резонатор «выделяет» направление синхронизма для волн с частотами ω_n , ω_c , ω_x ($\omega_n = \omega_c + \omega_x$), то при иной ориентации окажется «выделенным» направление синхронизма для волн с иным набором частот: ω_n , ω_c^1 , ω_x^1 ($\omega_n = \omega_c^1 + \omega_x^1$). Перестройка частот поворотом кристалла относительно пучка накачки называется угловой перестройкой.

Для перестройки частоты можно также изменять температуру нелинейного кристалла (температурная перестройка). Это связано с тем, что поверхности волновых векторов при изменении температуры несколько изменяются; поэтому угол синхронизма зависит от температуры. Можно также использовать изменение оптической индикатрисы кристалла под воздействием внешнего электрического поля (электрооптическая перестройка частоты). Наконец, можно перестраивать частоты генерации ПГС за счет изменения частоты волны накачки.

Итак, применяя различные нелинейные кристаллы и различные частоты накачки, изменяя ориентацию кристалла относительно пучка накачки, используя зависимость оптической индикатрисы кристалла от температуры и внешнего электрического поля, можно, в принципе, осуществить с помощью ПГС перестройку частоты в широком диапазоне оптических частот.

2. Фазовый синхронизм при трехчастотном параметрическом взаимодействии

Эффективное параметрическое взаимодействие трех световых волн в квадратично-нелинейной среде требует выполнения наряду с частотным соотношением (1) также условия фазового синхронизма (2). Указанные соотношения могут быть выполнены в оптически анизотропных кристаллах при взаимодействии волн с различными поляризациями.

Для определенности будем рассматривать одноосные отрицательные кристаллы, для которых $n_o > n_e$, где n_o и n_e — главные значения показателя преломления. В рассматриваемых кристаллах возможны три вида синхронизма для трехчастотного параметрического взаимодействия:

$$\text{оое-синхронизм} - k_1^o + k_2^o = k_3^e \quad (3),$$

$$\text{оое-синхронизм} - k_1^o + k_2^e = k_3^e \quad (4),$$

$$\text{еое-синхронизм} - k_1^e + k_2^o = k_3^e \quad (5).$$

Во всех трех случаях волна накачки является необыкновенной волной; следовательно, вектор электрического поля волны накачки должен находиться в плоскости, образуемой волновым вектором и оптической осью кристалла. При оое-синхронизме сигнальная и холостая волны являются обыкновенными, тогда как при ое- и еое-синхронизме одна из этих волн — обыкновенная, а другая — необыкновенная.

Каждый из указанных видов синхронизма может быть скалярным либо векторным. При скалярном синхронизме все три волновых вектора коллинеарны, а при векторном синхронизме — неколлинеарны. В связи с этим используют также термины коллинеарный и неколлинеарный синхронизм.

3. Кластерная структура спектра двухрезонаторного ДПГС

Спектр частот ДПГС характеризуется доменной (кластерной) структурой. Это означает, что вместо набора эквидистантных частот наблюдается группирование генерируемых частот в домены (кластеры).

Возникновение кластеров нетрудно понять, если учесть, что каждый из резонаторов ДПГС имеет свой собственный дискретный спектр резонансных частот. Обозначим резонансные частоты одного резонатора через Ω_1 , а другого через Ω_2 . Предположим, что условие синхронизма выполняется для волн с частотами ω_1 и ω_2 (с учетом, разумеется, волны накачки на частоте ω_3). Назовем частоты ω_1 и ω_2 синхронными. Существование собственных дискретных наборов резонансных частот у каждого из резонаторов ДПГС может привести (и приводит) к тому, что если одна из синхронных частот (например, ω_1) совпадает с резонансной частотой «своего» резонатора ($\omega_1 = \Omega_1$, то другая синхронная частота уже не совпадает ($\omega_2 \neq \Omega_2$). Таким образом, для резонансных частот Ω_1 и Ω_2 существует волновая расстройка, тогда как синхронные частоты ω_1 и ω_2 характеризуются частотной расстройкой (иначе говоря, отстройкой от центров спектральных линий резонаторов). С другой стороны, для частот Ω_1 и Ω_2 нет частотной расстройки, а для частот ω_1 и ω_2 нет волновой расстройки. Влияние обеих расстроек существенно; поэтому в генерацию войдут те пары частот, для которых суммарный эффект обеих расстроек (с учетом ширины кривой синхронизма и ширины спектральной линии резонатора) оказывается наименьшим и позволяет превысить порог генерации. В результате ДПГС будет генерировать некоторые промежуточные частоты, находящиеся неточно в синхронизме и неточно в максимумах линий резонаторов. Эти частоты группируются в кластеры.

Существенно, что кластерная структура спектра ДПГС приводит к нестабильности генерируемых частот. Происходят перескакивания частот внутри кластеров, а также скачки кластеров от импульса к импульсу. Все это снижает частотную и амплитудную стабильность ДПГС, ухудшает условия плавной перестройки частоты. Перестройка происходит скачками, определяемыми межкластерными расстояниями. В ОПГС кластерный эффект отсутствует, в связи с чем реализуется более плавная перестройка частоты с хорошей стабильностью генерируемых частот.

4. Оптические схемы ПГС

4.1. Классические схемы ПГС. В 1962 г. С. А. Ахманов и Р. В. Хохлов, а также Н. Кролл и Р. Кингстон предложили схему двухрезонаторного ПГС, показанную на рис. 1. Эта схема работает на основе векторного синхронизма. Она имеет два резонатора: для волны на частоте ω_1 (зеркала с коэффициентами отражения $R_1^{(1)}$ и $R_1^{(2)}$) и для волны на частоте ω_2 (зеркала с $R_2^{(1)}$ и $R_2^{(2)}$). Волна накачки свободно проходит сквозь ПГС. На рисунке: z – оптическая ось кристалла; $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ – углы, образуемые с оптической осью волновыми векторами $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ соответственно; заштрихована область параметрического взаимодействия. Вывод излучения из рассматриваемого ПГС может осуществляться на любой из частот ω_1 и ω_2 , а также на обеих частотах одновременно. Перестройка частоты осуществляется синхронным вращением пар зеркал навстречу друг другу в соответствии с условиями векторного синхронизма.

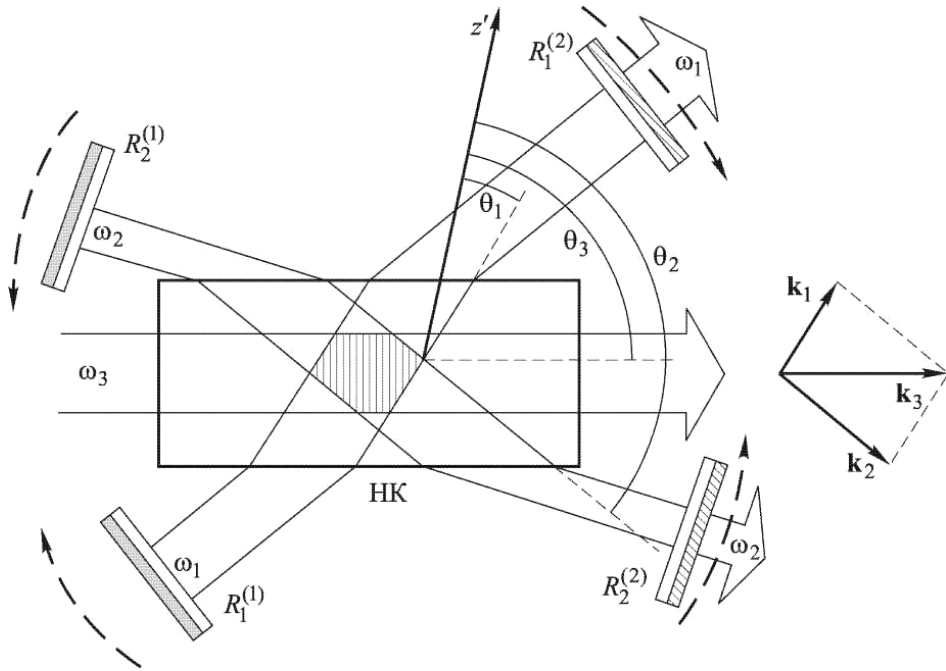


Рис. 1. Оптическая схема двухрезонаторного ПГС

На рис. 2 представлена другая классическая схема ПГС – ПГС в линейном резонаторе. Как правило, в указанной схеме $R_{1,2}(0) = 100\%$, а накачка свободно проходит через ПГС. Перестройка частоты осуществляется за счет поворота нелинейного кристалла относительно оси резонатора (за счет изменения угла θ_c). Часто применяется также температурная перестройка.

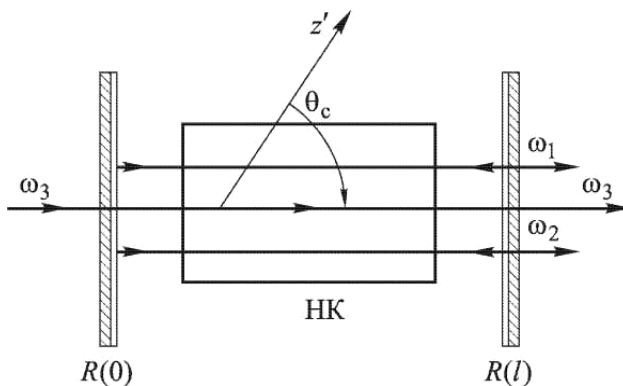


Рис. 2. Оптическая схема ПГС в линейном резонаторе

4.2. Схемы ПГС с возвратным зеркалом. Пороговую интенсивность накачки стационарного ДПГС можно в несколько раз снизить, если в оптическую схему добавить возвратное зеркало, отражающее (частично или полностью) волну накачки обратно в резонатор ПГС. При этом необходимо специально подбирать фазу отраженной волны накачки; в противном случае на обратном проходе вместо параметрического усиления может происходить перекачка энергии из параметрических волн в волну накачки.

На рис. 3 показаны схемы таких ДПГС: а – неколлинеарная; б – коллинеарная. В схеме (б) имеем $R_3(0) = 0$; в схеме (а) соответствующее зеркало отсутствует. Как правило, возвратное зеркало полностью отражает волну накачки. Возвращение волны накачки в резонатор позволяет осуществлять параметрическое взаимодействие как на прямом, так и на обратном проходах.

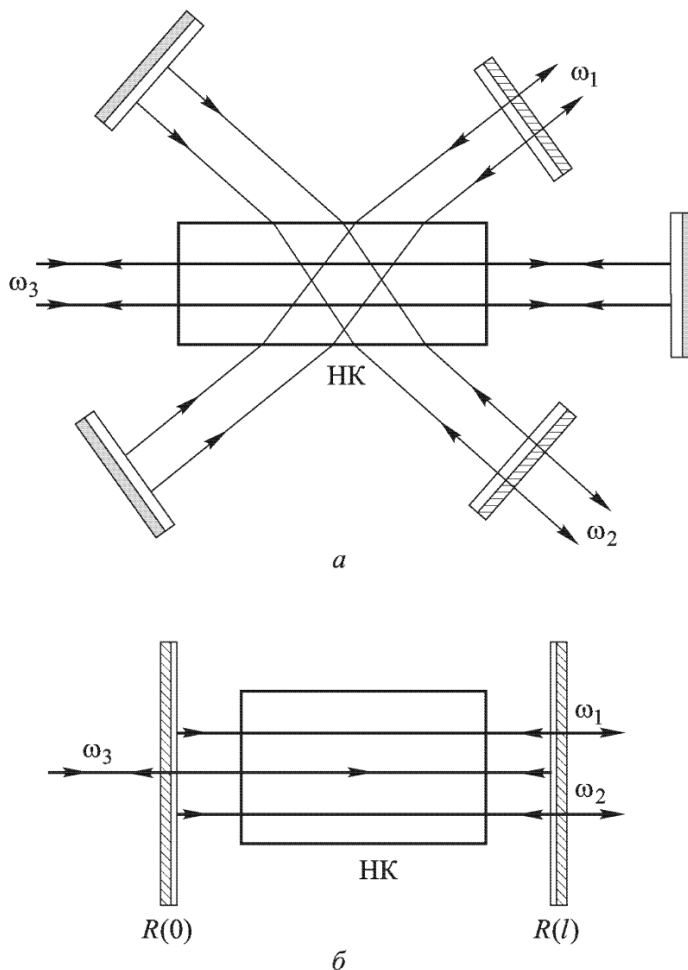


Рис. 3. Оптические схемы ПГС с возвратным зеркалом

4.3. Схемы, позволяющие устранить нелинейные потери на регенерацию волны накачки.

К таким схемам относятся схемы кольцевых ПГС, в которых параметрические волны распространяются только в направлении волны накачки (последняя проходит через ПГС без отражений). В кольцевых ПГС волны совершают только прямой проход по нелинейному кристаллу; поэтому в них заведомо исключена регенерация волны накачки, происходящая в обычных схемах на обратном проходе. Соответственно исключены и пассивные потери на обратном проходе.

Примером схемы кольцевого ПГС является трехзеркальная схема, представленная на рис. 4. Схема генерирует субгармонику; зеркала 1 и 2 полностью отражают субгармонику, зеркало 3 явля-

ется выходным, оно имеет оптимальный коэффициент на частоте субгармоники. Зеркала 1 и 3 полностью прозрачны на частоте волны накачки.

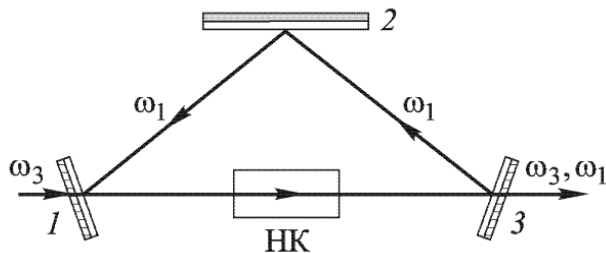


Рис. 4. Оптические схемы трехзеркального ПГС

Нелинейные потери на регенерацию волны накачки могут быть устранены и другими способами. Так, в некоторых схемах генераторов параметрически генерируемые волны на обратном проходе распространяются в направлении, отличающемся от направления синхронизма для генерации их суммарной частоты. Это достигается за счет специального перекоса зеркал параметрического резонатора. Исключена регенерация волны накачки в схеме с возвратным зеркалом по накачке; как уже указывалось, в этом случае надо подобрать фазу отраженной волны накачки так, чтобы на обратном проходе продолжалось параметрическое усиление.

4.4. Призменные ПГС. В призмных ПГС вместо зеркал применяют призмы; довольно часто используют призмы из кальцита. Схема призмного ПГС представлена на рис. 5, где непрерывными линиями-лучами показана необыкновенная волна накачки, штриховыми лучами – обыкновенная волна на частоте ω_1 , штрих-пунктиром – необыкновенная волна на частоте ω_2 . Волна ω_1 заперта в резонаторе; вывод излучения из ПГС осуществляется на частоте ω_2 (это позволяет рассматривать данный ПГС как вариант ОПГС). В показанной на рисунке схеме используется скалярный ое-синхронизм. Заметим, что в призмных ПГС затруднена перестройка частоты в широком диапазоне.

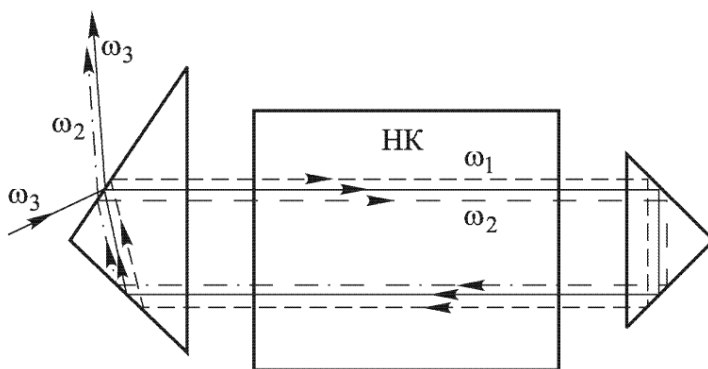


Рис. 5. Оптическая схема призмного ПГС

4.5. ПГС с неустойчивым резонатором. При неоднородном (например, гауссовом) распределении плотности мощности накачки по поперечному сечению пучка время развития параметрической генерации минимально на оси пучка и возрастает к его периферии. Если параметрическое усиление достаточно велико, то время развития генерации в приосевой области пучка накачки может оказаться настолько малым, что генерация разовьется уже на переднем фронте импульса накачки. Вследствие этого на графике импульса накачки для приосевой области происходит «выедание» плотности мощности для соответствующих моментов времени. В дальнейшем, однако, развившиеся

в приосевой области пучка накачки параметрические волны начинают отдавать свою энергию волне накачки, что приведет к некоторому увеличению плотности мощности накачки. В результате график импульса накачки на выходе ПГС для приосевой области пучка принимает вид кривой с двумя максимумами, представленной на рис. 6.

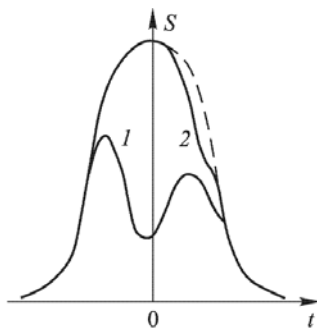


Рис. 6. График импульса накачки на выходе ПГС для приосевой области пучка

В периферийных областях пучка накачки время развития параметрической генерации, наоборот, велико, вследствие чего импульс генерации развивается уже не на переднем фронте, а на спаде импульса накачки. Истощение волны накачки проявляется при этом незначительно. Отмеченные явления приводят к тому, что результирующий выходной импульс ПГС характеризуется малой энергией при незначительном интегральном коэффициенте преобразования. К тому же различные участки поперечного сечения параметрических пучков выходят в генерацию в разные моменты времени.

Используя телескопический неустойчивый резонатор, можно в значительной мере скомпенсировать неравномерность развития параметрической генерации по сечению пучка. Схема ПГС с телескопическим резонатором показана на рис. 7, где НК – нелинейный кристалл; Z_1 и Z_2 – софокусные зеркала резонатора. Зеркала полностью отражают излучение на частоте ω_1 и полностью пропускают излучение накачки и излучение на частоте ω_2 (рассматривается однорезонаторный ПГС). Излучение на частоте ω_1 показано на рисунке непрерывными лучами, а на частоте ω_2 – штриховыми.

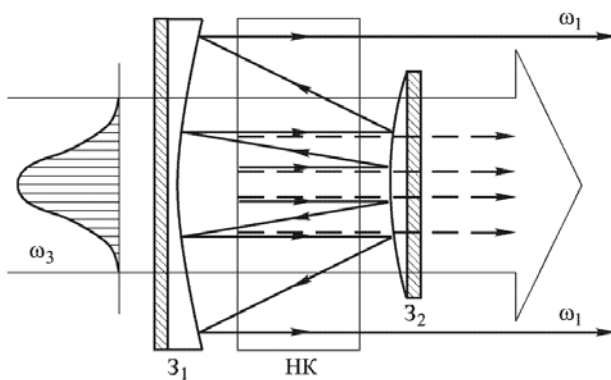


Рис. 7. ПГС в неустойчивом резонаторе

Телескопический резонатор обладает определенными преимуществами. В нем энергия усиленной резонирующей волны (волны на частоте ω_1) перекачивается из приосевой области пучка накачки к периферии, где накачка слабее; происходит «растекание» резонирующей волны по поперечному сечению ОПГС. В результате время развития параметрической генерации возрастает в приосевой области и уменьшается в периферийных областях. Первое происходит потому, что усиленная волна ω_1 уже на втором проходе по кристаллу начинает выходить из приосевой области, где плотность мощности накачки максимальна. Второе происходит потому, что выходящая из приосе-

вой зоны волна инжектируется в периферийные области, где накачка слабее, но зато генерация идет уже не от шумов, а от заметного по мощности сигнала на частоте ω_1 . Т.е. мы имеем аналог сверхрегенеративного многопроходного усилителя с большим коэффициентом усиления. В результате выхода усиливаемой волны ω_1 из приосевой области обратное преобразование в волну накачки уменьшается.

5. ПГС с кратными параметрическими частотами

В таком ПГС параметрические частоты ω_{12} , удовлетворяющие традиционному соотношению $\omega_n = \omega_1 + \omega_2$, где ω_n – частота накачки, связаны дополнительным соотношением $\omega_2 = 2\omega_1$, что с очевидностью приводит к соотношению $\omega_n = 3\omega_1$. Другими словами, сигнальная волна с частотой ω_2 является второй гармоникой (ВГ) холостой волны с частотой ω_1 , все частоты такого ПГС являются кратными ($\omega_n : \omega_2 : \omega_1 = 3 : 2 : 1$), а процесс в таком ПГС является суперпозицией чисто параметрической генерации ($\omega_n = \omega_1 + \omega_2$) и ГВГ ($\omega_2 = 2\omega_1$). Разумеется, для реализации такого сложного процесса необходимо одновременное удовлетворение соответствующим условиям синхронизма ($\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ для ПГС и $\mathbf{k}_2 = 2\mathbf{k}_1$ для ГВГ), что, как нетрудно видеть, полностью идентично условиям синхронизма для одновременной генерации второй и третьей гармоник, если за основную частоту принять ω_1 . Если процесс ГВГ между сигнальной и холостой волной по каким-либо причинам не реализуется, например, не выполняется условие синхронизма для ГВГ, то такой ПГС ничем не отличается от обычного ПГС в невырожденном режиме.

В ПГС с кратными частотами при определенных условиях возможна полная перекачка энергии волны накачки с частотой ω_n в волну сигнала с частотой ω_2 при полном подавлении «холостой» волны на частоте ω_1 . Для практической реализации ПГС с кратными частотами необходимо выполнение условий фазового синхронизма для обоих процессов ПГС и ГВГ одновременно и в одном кристалле, или, что то же самое, для одновременной генерации второй и третьей гармоник, если за основное излучение принять волну на частоте ω_1 . Вследствие нормальной дисперсии выполнение условий такого одновременного синхронизма в обычных (однородных) нелинейных кристаллах невозможно, что побудило исследователей обратиться к периодически-нелинейным кристаллам, или к кристаллам с регулярной доменной структурой.

6. Кристаллы с регулярной доменной структурой

В простейшем случае кристалл с регулярной доменной структурой (РДС-кристалл), содержит последовательность равнотолщинных доменов, направления оптических осей которых в каждом домене противоположны таковым в предыдущем и последующем доменах. Структура РДС-кристалла представлена на рис. 8.

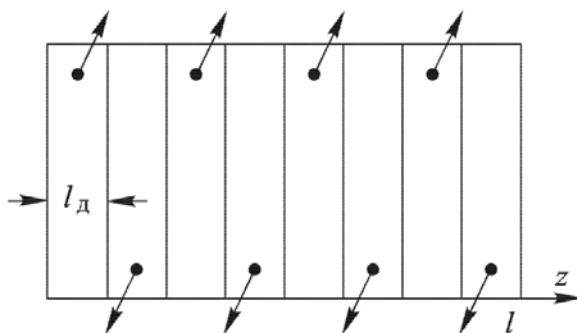


Рис. 8. Структура РДС-кристалла

Для понимания физики процесса преобразования излучения в РДС-кристалле разберем простейший случай – генерацию второй гармоники. В приближении заданного поля основного (лазерного) излучения для синхронизма типа ооо при наличии волновой расстройки $\Delta k = k_2 - k_1$, где $k_{12} =$

модули волновых векторов волн основного (лазерного) излучения (индекс 1) и второй гармоники (индекс 2), амплитуда второй гармоники $a_2(z)$ растет с расстоянием z в соответствии с формулой:

$$\alpha_2(z) = \sigma \alpha_1^2(0) z \frac{\sin(\Delta kz/2)}{\Delta kz/2} = \frac{2\sigma \alpha_1^2(0)}{\Delta k} \sin \frac{\Delta kz}{2} \quad (3)$$

где $\sigma = 8\pi^2 d_{\text{эф}} / (\lambda_1 n)$ – коэффициент нелинейной связи, λ_1 – длина волны лазерного излучения, $d_{\text{эф}}$ – эффективная нелинейность, n – коэффициент преломления кристалла. Из формулы (3) видно, что при наличии волновой расстройке амплитуда второй гармоники осциллирует с расстоянием z по синусоидальному закону, причем амплитуда осцилляций, как показано на рис. 9, падает с ростом расстройке.

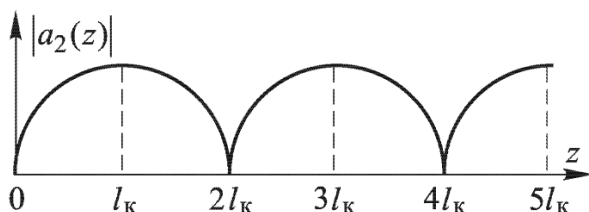


Рис. 9. Зависимость амплитуда второй гармоники от расстояния z

Очевидно, что максимальный коэффициент преобразования в излучение второй гармоники может быть достигнут при $z = l_k$, где l_k – так называемая когерентная длина взаимодействия, т. е. длина, на которой амплитуда гармоники не убывает: $l_k = \pi / \Delta k$ (напомним, что рассматривается приближение заданного поля).

Очевидно, что нет принципиальной необходимости в том, чтобы длина домена обязательно была равна одной когерентной длине взаимодействия. Необходимо только, чтобы на длине домена d укладывалось нечетное число m когерентных длин: $d = m \cdot l_k$. Из общих соображений ясно, что с ростом числа m эффективность преобразования при генерации второй гармоники падает; из теоретических соображений, следует, что коэффициент падения эффективности по амплитуде (по сравнению с таковой при традиционной генерации второй гармоники в однородном кристалле) составляет величину $2/(m\pi)$, а по плотности мощности $4/(m\pi)^2$. Так, при $m=1$ (квазисинхронизм первого порядка) падение эффективности преобразования по плотности мощности составляет 0,4, а при $m=3$ (квазисинхронизм третьего порядка) около 0,05. Таким образом, с ростом порядка квазисинхронизма эффективность преобразования катастрофически падает, что может быть компенсировано (при малых m) использованием либо тех компонент тензора квадратичной поляризуемости, которые не могли быть использованы при генерации второй гармоники в традиционном синхронизме в однородном кристалле и которые, как правило, существенно больше традиционно используемых компонент, либо применением высоконелинейных кристаллов, не обладающих традиционным синхронизмом.

Список литературы

1. Ахманов С. А., Дмитриев В. Г., Моденов В. П. и др. К теории параметрической генерации в резонаторе, заполненном нелинейной средой // Радиотехн. и электрон. 1965. Т. 10, № 12. С. 2157–2166.
2. Бломберг Н. Нелинейная оптика: Пер. с англ. / Под ред. Ахманова С. А. и Хохлова Р. В. М.: Мир, 1966. С. 424.

3. Ахманов С. А., Григорьев Ю. В., Дмитриев В. Г. и др. К теории параметрических генераторов света // Нелинейная оптика. Тр. 2-го Всес. симп. по нелинейной оптике. Новосибирск: Наука. 1968. С. 133–156.
4. Ахманов С. А., Чиркин А. С. Параметрическое усиление света при некогерентной накачке // Нелинейная оптика. Тр. 2-го Всес. симп. по нелинейной оптике. Новосибирск: Наука. 1968. С. 164–173.
5. Сущик М. М., Фортус В. М., Фрейдман Г. И. Параметрическое усиление и генерация света // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 5. С. 631–669.
6. Ахманов С. А., Чиркин А. С. Статистические явления в нелинейной оптике. М.: Изд-во Московск. ун-та, 1971. С. 128.
7. Григорьев Ю. В., Руденко В. К., Хохлов Р. В. К теории параметрического генератора света // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9, № 5. С. 932–941.
8. Пискараскас А. С. Импульсные параметрические генераторы света // Нелинейные процессы в оптике. Новосибирск: Наука, 1970. С. 170.
9. Дмитриев В. Г., Еремеева Р. А., Иццоки И. Я. и др. К теории нестационарной параметрической генерации // Квантовая электроника / Под ред. Н. Г. Басова. М.: Сов. радио, 1973. Вып. в. С. 69–73.
10. Иццоки И. Я., Серегин С. Л. Инициирование параметрической генерации оптическим излучением // Тез. док. 2-й Всес. конф. «Оптика лазеров». Л., 1979. С. 134.
11. Иццоки И. Я., Серегин С. Л. Инициирование параметрической генерации оптическим излучением // Квант, электрон. 1980. Т. 7, № 4. С. 900–903.
12. Ахманов С. А., Дмитриев В. Г. Оптическая спектроскопия высокого разрешения с помощью параметрических сверхрегенераторов // Опт. и спектроск. 1972. Т. 33, № 1. С. 156–158.