

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ СХЕМА ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ СВЕТА

В. Д. Волосов и В. Н. Крылов

Предлагается схема внутриврезонаторной генерации второй и четвертой гармоник, а также параметрической генерации излучения неодимового лазера с высокоэффективным использованием волны «накачки» и практически полным выводом генерируемого излучения из резонатора. Схема выполнена из трех попарно связанных резонаторов для основной частоты, второй гармоники и параметрического излучения. Светоразветвление пучков различных длин волн и поляризаций осуществляется призмой из исландского шпата специальной геометрии. Применение вместо диэлектрических зеркал неселективных по частоте призм полного внутреннего отражения расширяет возможный диапазон перестройки частот параметрического генератора, а также энергетическую стойкость всей системы. При работе схемы в режиме генерации второй гармоники получен к. п. д. 70%. Исследовано влияние диссипативных потерь на к. п. д. преобразования.

Наиболее эффективные схемы генераторов гармоник и перестраиваемых по частоте параметрических генераторов света основаны на расположении нелинейного элемента в лазерном резонаторе, замкнутом по основной частоте [1-3]. Однако при реализации таких схем возникают значительные трудности с осуществлением вывода преобразованного по частоте излучения из резонатора лазера.

В первых работах по внутриврезонаторной генерации оптических гармоник вывод излучения осуществлялся через одно из зеркал резонатора, обладающего высоким коэффициентом отражения для волны основной частоты и прозрачного для преобразованного излучения. Однако половина полезного излучения поглощалась при этом в активном элементе лазера [4].

Следующим шагом явилось применение для вывода излучения гармоники модифицированных призм Глана—Фуко [4, 5]. Однако предложенные модификации призм не являются оптимальными вариантами, поскольку они вносят в светоразделяемые пучки потери, связанные с френелевскими отражениями на поверхностях призм и поглощением в них.

В работе [6] для вывода излучения второй гармоники из резонатора была применена дисперсионная призма, работающая в паре с фазовращателем, который вносит в резонатор значительные потери. Кроме того, выводимое призмой излучение гармоники направлено под малым углом $\sim 3^\circ$ к оси лазера, что затрудняет ее использование.

Еще большие трудности возникают при создании эффективных схем перестраиваемых по частоте параметрических генераторов. При использовании резонаторов из диэлектрических зеркал, диапазон перестройки генераторов ограничивался спектральными характеристиками этих зеркал [7]. Схема параметрического генератора без диэлектрических зеркал с резонатором, замкнутым для одной из двух возбуждаемых волн, предложена в работе [8]. Однако в этой схеме не эффективно используется излучение основной частоты «накачки», а также выводится лишь незначительная доля излучения полезной «сигнальной» волны.

Кроме того, упомянутая схема позволяет реализовать лишь взаимодействие

$$K_n^e \rightarrow K_x^0 + K_c^e,$$

где K_n^e — необыкновенная волна «накачки», а K_x^0 и K_c^e — «холостая» и «сигнальная» волны, соответственно.

В настоящем сообщении предлагается схема внутриврезонаторной генерации второй и четвертой гармоник, а также параметрической генерации лазерного излучения с высокоэффективным использованием волны «накачки» и практически полным выводом генерируемого излучения.

Возможны четыре режима работы устройства:

а) генерация второй гармоники при реализации взаимодействия $K_1^0 + K_1^0 \rightarrow K_2^e$;

б) генерация четвертой гармоники при реализации взаимодействия $K_2^0 + K_2^0 \rightarrow K_4^e$;

в) параметрическая генерация при реализации взаимодействия $K_n^e \rightarrow K_x^e + K_c^0$;

г) параметрическая генерация при реализации взаимодействия $K_n^e \rightarrow K_x^0 + K_c^0$.

Предлагаемая оптическая схема показана на рис. 1.

Активный лазерный элемент 1 из стекла, активированного неодимом, и нелинейный кристалл 2 расположены в резонаторе со стопроцентной обратной связью для излучения основной частоты. Резонатор образован призмами полного внутреннего отражения 3 и 4. Благодаря скошенным под углом Брюстера гипотенузной грани призмы 3 и торцам активного элемента 1, а также из-за поляризующего действия светоразветвительной призмы из исландского шпата 5 излучение лазера линейно поляризовано.

Генерация второй гармоники [режим (а)] осуществляется в нелинейном кристалле 2. Разведение ортогонально поляризованных пучков основного излучения и гармоники осуществляется в призме 5, благодаря чему излучение гармоники выводится из резонатора под углом $\sim 74^\circ$. Светоразветвитель и призмы полного внутреннего отражения 4 и 6 свою очередь образуют резонатор со стопроцентной обратной связью для излучения второй гармоники, являющейся «накачкой» при дальнейшем преобразовании частоты. В этом резонаторе помещен второй нелинейный элемент 7, в котором осуществляется преобразование частоты по режимам б), в) и г). Переход от одного режима к другому производится путем соответствующей переориентации этого кристалла.

При работе в режиме б) генерируемое излучение четвертой гармоники выводится из резонатора с помощью светоразветвителя под углом $\sim 83^\circ$ к оси резонатора основной частоты.

При работе в режиме параметрической генерации в) светоразветвитель осуществляет пространственное разделение ортогонально поляризованных «холостой» и «сигнальной» волн. При этом «холостая» волна, как и волна «накачки», остаются в неселективном по частоте резонаторе, образованном элементами 4, 5, 6. Излучение «сигнальной» волны выводится из этого резонатора и для нее образован свой неселективный по частоте резонатор из призм 6, 8, 5, 9 и плоскопараллельной пластины 10.

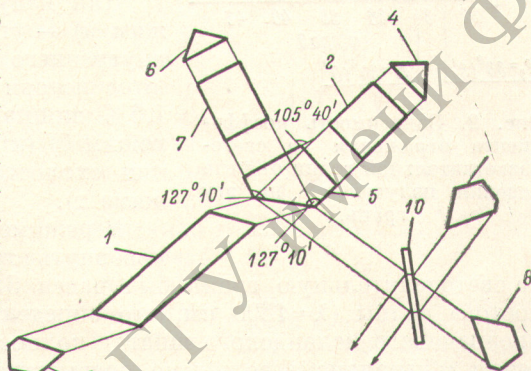


Рис. 1. Схема внутриврезонаторной генерации гармоник и параметрической генерации оптического излучения.

В этот же резонатор выводятся из резонатора «накачки» обе генерируемые в режиме г) волны — «холостая» и «сигнальная». Волна «накачки» по-прежнему остается в резонаторе со стопроцентной обратной связью. Таким образом, в предлагаемой схеме достигается максимальное использование волны «накачки» во всех режимах работы преобразователя.

Остановимся более подробно на работе светоразветвителя.

На рис. 2 приведены рассчитанные по формулам Френеля зависимости коэффициентов отражения излучения различных длин волн и поляризаций от угла падения на светоразветвляющую грань. При угле падения 37°

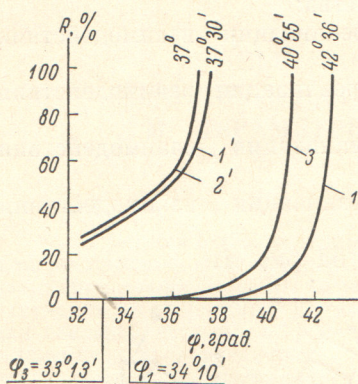


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения на светоразветвительной грани от угла падения излучения на эту грань.

на светоделительную грань «холостой» волны ($\lambda=1800$ нм, что определяется длинноволновой границей прозрачности исландского шпата) полностью отражается, а потери излучения «сигнальной» волны не превышают 1.6%.

Следует отметить, что перестройка длины волны излучения при параметрической генерации, осуществляемая изменением температуры кристалла 7 или разворотом его в плоскости главного сечения, сопровождается изменением направления вывода пучка из светоразветвителя. Ожидаемой разъюстировки резонатора при этом не происходит благодаря работе призмы полного внутреннего отражения в угле $\sim 10^\circ$, что перекрывает весь диапазон перестройки, ограниченный областью прозрачности светоразветвителя (200—1800 нм).

Экспериментальные результаты

Экспериментальная проверка описанной схемы проводилась при ее работе в режиме генерации второй гармоники. При этом изучался как режим свободной генерации, так и моноимпульсный. Особое внимание уделялось исследованию влияния диссипативных потерь в нелинейном кристалле на эффективность преобразования частоты.

В режиме свободной генерации и проведено исследование влияния диссипативных потерь в кристалле на величину энергии основной частоты лазера с оптимальным выходным зеркалом и с «глухим» резонатором. Исследования проведены для кристаллов KDP длиной 40 и 15 мм при постоянной оптической накачке и результаты их сведены в таблицу.

Энергия лазера с оптимальным выходным зеркалом без кристалла в резонаторе («оптимальный лазер») приведена в графе 2, а с кристаллом — в графе 3. В последнем случае кристалл был съюстирован параллельно выходному зеркалу и вместе с ним образовывал оптимальное зеркало.

Кристаллы	Энергия лазерного излучения, дж.				Энергия второй гармоники, дж	Коэффициент преобразования во вторую гармонику, измеренный различными способами, %		
	с оптимальным выходящим зеркалом		с «глухим» резонатором			6/2	6/3	6/5
	без кристалла	с кристаллом	без кристалла	с кристаллом				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
KDP $l = 40$ мм	6	2.4	14	2.8	0.002	0.03	0.08	0.07
KDP $l = 15$ мм	6	—	14	8	0.002	0.03	—	0.025

Энергия лазера с кристаллом и без него для «глухого» резонатора приведена в графах 4 и 5. Измерение энергии в резонаторе производилось по ее доле, отраженной от выведенного из синхронизма кристалла или плоскопараллельной пластины, помещенной в резонатор при отсутствии кристалла. Помещение пластины исключало, в частности, влияние потерь на поверхностях кристалла.

Из таблицы видно, что в зависимости от оптической схемы один и тот же кристалл в различной степени уменьшает энергию лазерного излучения. Так, кристалл длиной 40 мм в 2.5 раза уменьшает энергию лазера с оптимальными зеркалами и в 5 раз энергию лазера с «глухим» резонатором.

Энергия излучения гармоники, выведенная из «глухого» резонатора с помощью светоразветвительной призмы, приведена в таблице в графе 6. Энергия гармоники одинакова при использовании кристаллов длиной 40 и 15 мм, что объясняется падением энергии лазера при увеличении длины кристалла. Эффективность преобразования измерялась тремя различными способами: как отношение энергии гармоники к энергии «оптимального» лазера (графа 7), к энергии лазера с кристаллом в резонаторе «оптимального» лазера (графа 8) и к энергии лазера с кристаллом в «глухом» резонаторе (графа 9). Очевидно, корректным является лишь первый способ измерения к. п. д., два других способа дают значительно завышенный результат и приведены нами лишь для сравнения.

В режиме свободной генерации исследованы также кристаллы LiNbO_3 длиной 10 мм и LiIO_3 длиной 15 мм. В первом кристалле наблюдалось оптическое разрушение поверхностей, а во втором получен к. п. д. 0.25% без разрушения кристалла.

В моноимпульсном режиме при модуляции добротности фототроичным затвором и использовании кристалла KDP длиной 15 мм эффективность преобразования равнялась 40%, а при помещении кристалла KDP в иммерсию достигала 70% (измерено первым из вышеперечисленных способов). Заметим, что в работе [6] получен к. п. д. 40% на кристалле длиной 40 мм, однако, этот результат, будучи измеренным вторым способом, значительно завышен (сравним графы 7 и 8 таблицы). Дальнейшие эксперименты проводились нами без иммерсии.

Исследована угловая зависимость эффективности преобразования в кристаллах KDP различной длины (при развороте кристалла в плоскости угла синхронизма). Как видим из рис. 3, эта зависимость качественно отличается от обычно наблюдаемой колоколообразной функции при внерезонаторной генерации второй гармоники. Кроме того, наблюдается ярко вы-

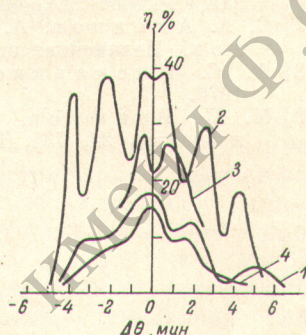


Рис. 3. Угловая зависимость к. п. д. преобразования во вторую гармонику в кристаллах KDP различной длины: 10 (1), 15 (2), 30 (3), 40 мм (4).

раженный максимум в зависимости эффективности преобразования от длины кристалла. Максимальная эффективность в 40% достигалась при длине кристалла 15 мм. Уменьшение эффективности при увеличении длины объясняется диссипативными потерями в кристалле. Для сравнения заметим, что при внерезонаторной генерации второй гармоники оптимальная длина кристалла составляет 40 мм [9].

Наблюдаемая изрезанность угловой зависимости выхода гармоники может объясняться интерференционными эффектами в лазерном резонаторе при развороте кристалла.

Литература

- [1] G. D. Boyd, A. E. Hill. Патент США № 3201709, опубл. 1965.
- [2] M. W. Dowley. Appl. Phys. Lett., 13, 395, 1968.
- [3] I. E. Geusic, H. I. Levinstein, S. Singh, R. C. Smith, L. G. Van Uitert. Appl. Phys. Lett., 12, 9, 1968.
- [4] I. N. Ross. Brit. J. Appl. Phys., 3, 10, 1970.
- [5] Р. О. Генкин, Е. Д. Исянова, Ю. Э. Камач, Е. Н. Козловский, В. М. Овчинников. Опт. и спектр., 30, 137, 1971.
- [6] В. И. Кравченко, А. А. Смирнов, М. С. Соскин. Сб. «Квантовая электроника», № 5, 131, 1971.
- [7] С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. С. Пискаркас, Р. В. Хохлов. Нелинейная оптика, 157. Новосибирск, 1970.
- [8] А. С. Пискаркас. Нелинейные процессы в оптике, 170. Новосибирск, 1970.
- [9] М. П. Ванюков, В. Д. Волосов, М. И. Рацектаева. Опт. и спектр., 25, 735, 1968.

Поступило в Редакцию 8 февраля 1972 г.
