

Зависимость ширины зоны возбуждения от глубины модуляции параметра, которая приближенно пропорциональна квадрату амплитуды внешнего воздействия $m \approx \frac{3}{2} \gamma A^2$, показана на рис. 1. Резонансные кривые колебаний второй гармоники при фиксированных значениях A показаны на рис. 2. Затухание приводит к сужению зоны и к уменьшению амплитуды R_0 . Фаза второй гармоники изменяется согласно (13) от $\frac{\pi}{2}$ до 0; в высшей точке резонансной кривой (B на рис. 2) $a_0 = b_0$, слева $a_0 < b_0$, справа $a_0 > b_0$. Устойчивой является левая ветвь резонансной кривой, показанная на рис. 2 сплошной линией.

Оценим ширину возбуждения для $m=0,1$, $A=1$. В этом случае добротность контура Q должна быть не менее 200, а при $Q=500$ относительная ширина зоны возбуждения $\frac{\Delta \nu}{\nu}$ составляет всего 1%. Таким образом, в системе, описываемой уравнением (4), могут возбуждаться колебания четной гармоники внешнего воздействия, но возбуждаются они в узкой полосе частот, при весьма малом затухании. В заключение отметим, что особенностью системы (4) является то, что вторую гармонику можно найти только при одновременном учете в решении также и постоянной составляющей [4] и четвертой гармоники, являющихся членами высшего порядка малости (постоянная составляющая $\frac{1}{2} m a_0$, амплитуда 4-й гармоники $(-\frac{1}{6} m a_0)$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкин И. Г. Некоторые задачи нелинейной теории колебаний. М., Гостехиздат, 1956.
2. Карасев М. Д., Сухов А. Ш. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 4, 123, 1959.
3. Каплан А. Е., Кравцов Ю. А., Рылов В. А. Параметрические генераторы и делители частоты. М., «Советское радио», 1956.
4. Мигулин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., № 1, 32, 1963.

Поступила в редакцию
15.7 1971 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 621.378.535

Ю. А. ГОРОХОВ, Д. П. КРИНДАЧ, А. Е. НОВИК, А. Н. ЧЕРКАСОВ

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНОВОГО ЛАЗЕРА

Получение непрерывного когерентного излучения в УФ диапазоне имеет ряд принципиальных и практических трудностей, возрастающих с уменьшением длины волны генерации лазера [1]. Эта задача может быть решена методами нелинейной оптики — путем умножения частоты лазеров, работающих в видимом диапазоне.

Одним из наиболее подходящих источников света для удвоения частоты является аргоновый лазер, работающий на длине волны $\lambda_0 = 5145 \text{ \AA}$ ($\lambda_T = 2572 \text{ \AA}$). Выходная мощность лабораторных образцов такого лазера может достигать нескольких ватт [2], а нелинейные характеристики кристаллов KDP и ADP обеспечивают достаточную эффективность преобразования [3].

О генерации второй гармоники (ГВГ) аргонового лазера сообщалось в американских работах [3, 4, 5]. В [3] была осуществлена ГВГ излучения лазера, работающего в режиме связанных мод. В [4, 5] для повышения эффективности преобразования нелинейный кристалл, обладавший уникальной прозрачностью ($\delta \sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$), был помещен внутрь резонатора лазера. И то, и другое требовало сложных технических приспособлений.

Нами исследовалась ГВГ вне резонатора с использованием стандартной лазерной трубки с обычными зеркалами, описанной в [2]. Выходная мощность на линии 5145 Å при генерации ТЕМ₀₀ моды не превышала 0,6 вт. Оптические свойства кри-

сталлов KDP и ADP соответствовали качеству средних лабораторных образцов: их прозрачность на длине волны основного излучения составляла $\delta \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Тем не менее применение оптимальной фокусировки [6] позволило относительно легко получить мощность гармоники порядка милливатта; по яркости это соответствует неонгелиевому лазеру средней мощности.

Схема установки приведена на рис. 1. Линейно-поляризованное излучение лазера вводилось в кристалл в виде обыкновенной волны, а гармоника возникала в виде необыкновенной волны (взаимодействие $oo \rightarrow e$). Волновой вектор основного излучения был перпендикулярен оптической оси ($\theta = 90^\circ$) и составлял угол $\varphi = 45^\circ$ с осью x в кристалле. Тогда действующая величина нелинейной восприимчивости определялась компонентом тензора $\chi_{36} = 1,36 \cdot 10^{-9} \text{ CGSE}$ [3].

Для осуществления 90° синхронизма во взаимодействии основного излучения и гармоники кристалл охлаждался. Рабочая температура ADP оказалась равной $-12,8^\circ \text{ C}$, KDP — $-13,4^\circ \text{ C}$. Охлаждение производилось усовершенствованным микрохолодильником марки ТЛМ. Постоянство рабочей температуры кристалла поддерживалось автоматически с точностью $\Delta T \leq 0,05^\circ \text{ C}$.

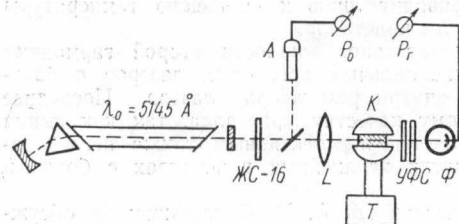


Рис. 1. Схема эксперимента. K — кристалл (KDP или ADP) в холодильнике, T — система термостабилизации, L — линза, A — актинометр (термобатарея) для измерения мощности основного излучения, Φ — фотоэлемент для измерения мощности излучения второй гармоники

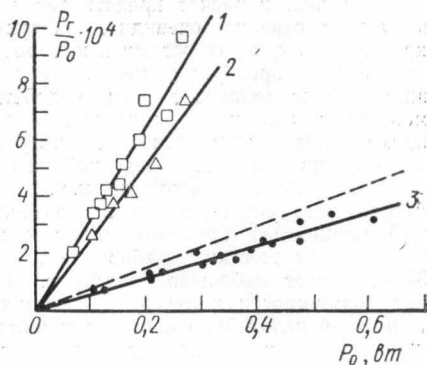


Рис. 2. Зависимость коэффициента полезного действия ГВГ от мощности основного излучения 1 — ADP ($f=120 \text{ мм}$), 2 — KDP ($f=120 \text{ мм}$), 3 — KDP ($\xi=f=215 \text{ мм}$)

Мощность гармоники измерялась фотоэлементом типа Ф-19, калибровка которого производилась с помощью прибора ИМО-1 при известной спектральной чувствительности фотокатода. Ошибка в измерении абсолютных значений мощности не превышает 20%.

Фильтр ЖС-16 позволял избавиться от спонтанного излучения, идущего вдоль оси разрядной трубки (в том числе и ультрафиолетового). Набор фильтров УФС выделял и при необходимости ослаблял излучение гармоники.

На рис. 2 представлена мощность второй гармоники P_G при точном синхронизме для линз с различным фокусным расстоянием. Для кристаллов длиной $l=4 \text{ см}$ наибольший к. п. д. обеспечивала линза с фокусным расстоянием $f=120 \text{ мм}$.

Для сравнения полученных величин с теорией для одной из линз ($f=215 \text{ мм}$) был сделан расчет к. п. д. преобразования. Согласно [6]

$$P_G = \frac{512\pi^4 l b \chi_{36}^2}{c \lambda_0^2 n^3 a_0^2} P_0^2 e^{-\delta l} h(\sigma, \eta, \xi, \mu), \quad (1)$$

где P_0 — мощность основного излучения, $b = \frac{2\pi a_0^2}{\lambda_0}$ — конфокальный параметр фокусируемого пучка, a_0 — радиус пучка основного излучения в фокусе линзы, n — показатель преломления, $\delta = \delta_0 + \frac{1}{2} \delta_G$ — суммарный коэффициент поглощения в кристалле на основной частоте и частоте гармоники.

Функция

$$h(\sigma, \eta, \xi, \mu) = \frac{\pi^2}{\xi} e^{\mu \delta l} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\xi(1-\mu)}^{+\xi(1+\mu)} \frac{d\tau'}{1+i\tau'} e^{-k\tau' - i\sigma\tau'} \right]^2 \quad (2)$$

определяет условия фокусировки: фазовое рассогласование $\sigma = \frac{1}{2} b \Delta k$ ($\Delta k = 2\bar{k}_0 - \bar{k}_r -$ — вектор волновой расстройки), «силу» фокусировки $\xi = \frac{l}{b}$, положение фокуса в кристалле $\mu = \frac{l-2f}{l}$ и поглощение $\eta = \frac{1}{2} \delta b$.

На рис. 2 расчет представлен в виде пунктирной линии. Отличие эксперимента от расчета связано, очевидно, с флуктуацией оптической прозрачности по сечению кристалла и с неточностями в юстировке (ошибка эксперимента).

К.п.д. преобразования линейно растет с ростом мощности основного излучения: эффект теплового самовоздействия, указанный в [7], по-видимому, на таких мощностях еще не проявляется. В наших экспериментах местный нагрев кристалла проходящим пучком основного излучения приводит лишь к смещению температуры точного синхронизма, измеренной на поверхности кристалла.

Дальнейшее увеличение к.п.д. и, следовательно, мощности второй гармоники может быть осуществлено использованием специальных аргоновых лазеров с большей мощностью или помещением кристалла внутри резонатора лазера. Последнее предъявляет жесткие требования к оптическому качеству кристалла, так как линия 5145 Å имеет небольшое усиление. Представляется перспективным также исследование возможности получения гармоники в других нелинейных кристаллах с большей величиной нелинейной восприимчивости.

В заключение авторы выражают признательность А. П. Сухорукову за обсуждение вопросов, связанных с тепловыми процессами в нелинейных кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bridges W. B., Chester A. N., Halsted A. S., Parker I. Y. Proc. IEEE **59**, 724, 1971.
2. Афонников И. А., Болтаева А. П. и др. «Журнал прикладной спектроскопии», **11**, № 5, 886, 1969.
3. Labuda E., Johnson A. M. IEEE, QE-3, No. 4, 164, 1967.
4. Dowley M. W., Hodges E. B. IEEE, QE-4, No. 10, 552, 1968.
5. Dowley M. W. Appl. Phys. Lett., **13**, No. 11, 395, 1968.
6. Boyd G. D., Kleinman D. A. J. Appl. Phys., **39**, 3597, 1968.
7. Михина Т. В., Сухоруков А. П., Томов И. «Журнал прикладной спектроскопии», **15**, № 6, 1001, 1971.

Поступила в редакцию
15.6 1971 г.

Кафедра
волновых процессов

УДК 538.61+535.854

В. А. ЗАМКОВ, В. А. РАДКЕВИЧ, О. П. РЕВОКАТОВ

ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ ФАЗЫ ПРИ ЭФФЕКТЕ КОТТОНА—МУТОНА

Нахождение абсолютного запаздывания фазы при измерении вынужденной анизотропии представляет большой теоретический интерес. Под абсолютным запаздыванием понимают измерение разностей показателей преломления $\xi_{\parallel} = n_{\parallel} - n_0$ и $\xi_{\perp} = n_{\perp} - n_0$ где n_{\parallel} — измеряется при параллельных направлениях векторов внешнего поля и электрического вектора световой волны, а n_{\perp} — при перпендикулярных (n_0 — показатель преломления в отсутствие поля).

До настоящего времени измерения абсолютных запаздываний и их отношения $\xi_{\parallel} / \xi_{\perp} = \rho$ произведены только для двупреломления в электрическом поле (эффект