

УДК 621.378.325

«ЛИНЕЙНЫЙ» ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО КРИСТАЛЛА $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

С. Л. Сочава, С. И. Степанов

Экспериментально исследованы режимы генерации пассивной схемы обращения волнового фронта на основе фоторефрактивного кристалла с внешним линейным резонатором. Измерения выполнялись с образцом кубического кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ на длине волны гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.63$ мкм). Наблюдались хаотическая смена поперечных мод и квазипериодические пульсации интенсивности генерируемого в схеме пучка. Предложена теоретическая модель, объясняющая наблюдаемые пульсации биением нескольких мод резонатора-затянутых фоторефрактивным кристаллом в ближайшую окрестность моды накачки.

1. Кубический кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО) со структурой силикосилленита в настоящее время представляется одним из наиболее удобных объектов для исследования физики генераторов на основе фоторефрактивных кристаллов (см., например, [1]). Действительно, он технологичен, не требует монодоменизации и позволяет осуществлять высокоэффективную запись фазовых голограмм

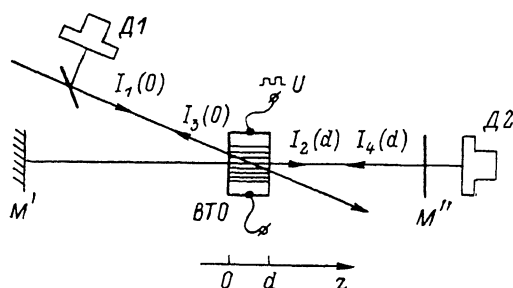


Рис. 1. Геометрия линейного генератора.

смещенного типа во внешнем знакопеременном поле на длине волны гелий-неонового лазера ($\lambda = 0.63$ мкм) [2]. Ранее в литературе сообщалось о наблюдении генерации в ВТО в схеме без внешнего резонатора [3] и в схеме кольцевого генератора [4]. В данной работе нами впервые представлены результаты по наблюдению генерации в кристалле ВТО, помещенном во внешний резонатор Фабри—Перо (так называемая схема «линейного» генератора; рис. 1).

2. Эксперименты выполнялись на образцах ВТО толщиной $d \approx 6$ мм, вырезанных в плоскости (110) таким образом, что ось [111] лежала в плоскости падения [5]. Внешнее знакопеременное поле амплитуды E с формой меандра [2] и частотой $f \approx 70$ Гц прикладывалось к образцу в плоскости падения. Источником излучения служил стандартный He—Ne лазер ЛГ-52-2 ($\lambda = 0.63$ мкм) мощностью $P \approx 3$ мВт. Исходно вертикальная поляризация излучения лазера преобразовывалась в горизонтальную при помощи системы призм. Образец помещался в резонатор от идентичного лазера ЛГ-52-2 с расстоянием между зеркалами M' и M'' $L \approx 60$ см и коэффициентами отражения $R' \approx 99.8$, $R'' \approx 98\%$. При достижении некоторого порогового значения амплитуды внешнего поля $E^{пор}$ в схеме развивалась генерация, обусловленная двухволновым взаимодействием пучка накачки I_1 с «прямой» волной I_2 [6-9] (ввиду низкой дифракционной эффективности записываемой голограммы и больших потерь на гранях и в объеме образца $I_4(d) \ll I_1(0)$, поэтому эффектами, связанными с четырехволновым взаимодействием, можно пренебречь). Интенсивность пучка $I_2(d)$, выводимого через зеркало M'' , за пределами резонатора составляла $\sim 0.2\%$ от интенсивности пучка накачки. Это позволяет оценить дифракционную эффек-

тивность записываемой голограммы ($\eta = I_2(d)/[I_1(d) + I_2(d)]$) как $\eta \approx 18\%$. Интенсивность встречного голограммы $I_3(0)$ достигала $\sim 1\%$ от интенсивности пучка накачки $I_1(0)$.

Зависимость коэффициента отражения $R = I_3(0)/I_1(0)$ от амплитуды внешнего поля E (рис. 2) носила явно выраженный пороговый характер. Необходимо отметить, что наличие порогового значения амплитуды внешнего поля $E^{пор}$ в данной схеме в отличие от схемы кольцевого генератора, рассмотренной в [4, 10, 11], обусловлено лишь потерями внутри резонатора и теоретически может быть сделано сколь угодно малым. Вместе с этим используемое в данной работе внешнее знакопеременное электрическое поле обуславливает (вследствие электрооптического эффекта) периодическую модуляцию оптической длины резонатора. Это приводит в общем случае к периодическому смещению интерференционной картины, образованной пучками I_1 и I_2 , и, следовательно, к снижению эффективности соответствующего процесса двухволнового взаимодействия в объеме кристалла. Положение максимумов на кривой $R(E)$ соответствует напряжениям внешнего поля, при которых скачок величины фазового набег за полный проход резонатора, вызванный сменой полярности внешнего поля, составляет $2\pi k$ (где k — целое число). При этом в течение обоих полупериодов внешнего поля интерференционная картина остается неподвижной, обеспечивая тем самым максимальную эффективность записи динамической голограммы.

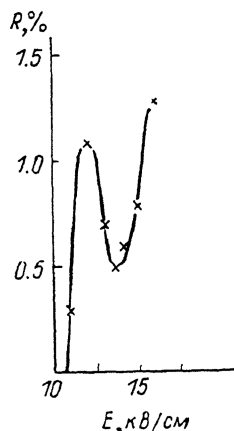


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения $R = I_3(0)/I_1(0)$ от амплитуды внешнего поля (ВТО, $\lambda = 0.63$ мкм, $\Delta^{-1} \approx 170$ мм $^{-1}$).

Характерное время нарастания интенсивности генерации составляло ~ 10 с. После возникновения генерации интенсивность, однако, не устанавливалась

постоянной, а продолжала меняться, как это наблюдалось также в [7-9]. Во-первых, происходила хаотическая смена поперечных мод (рис. 3), вызывающая изменение интенсивности генерируемого резонатором пучка $I_2(d)$. Во-вторых, наблюдались квазипериодические пульсации интенсивности в течение генерации одной поперечной моды (рис. 4). Характерная частота этих пульсаций практически линейно зависела от интенсивности пучка накачки (рис. 5) и незначительно менялась от одной поперечной моды к другой. Аналогичным образом изменялись во времени интенсивность и форма волнового фронта отраженного светового пучка $I_3(0)$.

3. Наблюдаемые явления могут быть объяснены следующим образом. В общем случае собственные частоты резонатора ω_c^k не совпадают с частотами продольных мод лазера накачки ω_p^i и фазовое условие генерации на частотах накачки, естественно, оказывается невыполненным. Генерация, однако, оказывается возможной на частотах ω^k , смещенных относительно соответствующих частот накачки на малую величину $\delta^{ki} = (\omega^k - \omega_p^i)$.

Действительно, двухволновый процесс взаимодействия слабого сигнального пучка взаимодействия с монохроматическим пучком накачки ω_p на динамической фазовой голограмме смещенного типа описывается выражением (см., например, [7])

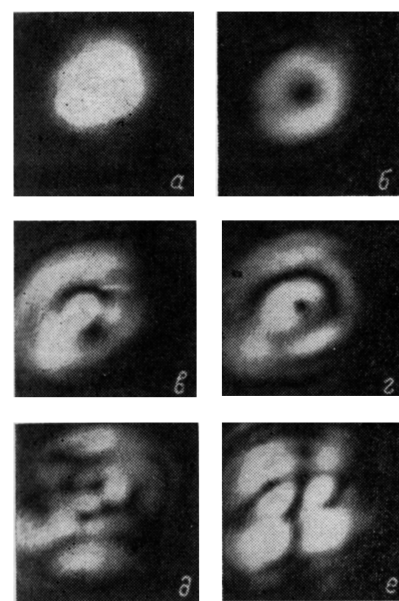


Рис. 3. Поперечное сечение генерируемого в резонаторе пучка I_2 .

а — основная («нулевая») поперечная мода, б — «первая» мода, в-е — «высшие» моды.

ω^k с монохроматическим пучком накачки ω_p на динамической фазовой голограмме смещенного типа описывается выражением (см., например, [7])

$$S_2(d) = S_2(0) \exp \left[\frac{\gamma d}{1 + i(\omega^k - \omega_p \tau_{sc})} \right]. \quad (1)$$

Здесь S_2 — комплексная амплитуда слабого сигнального пучка I_2 ; γ — константа двухволнового взаимодействия; τ_{sc} — характерное время формирования голограммы в используемом фоторефрактивном кристалле. В результате

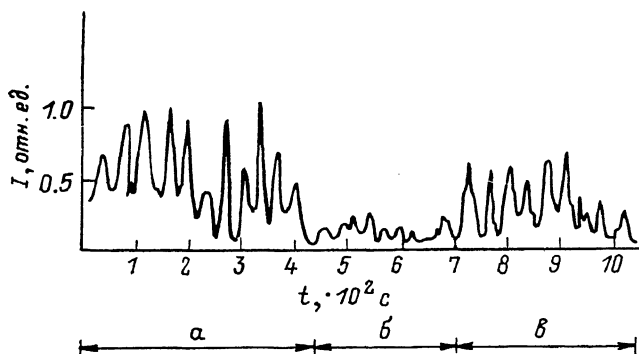


Рис. 4. Пульсации интенсивности генерируемого пучка I_2 (ВТО, $\lambda = 0.63$ мкм, $\Lambda^{-1} \approx 170$ мм $^{-1}$, $E = 12$ кВ/см).

a — основная поперечная мода, b — «высшая», v — «первая».

условие возникновения генерации в рассматриваемой схеме имеет следующий вид:

$$\exp \left[\frac{\gamma d}{1 + i(\omega^k - \omega_p) \tau_{sc}} \right] R \exp \left[i \frac{\omega^k \cdot 2L}{c} \right] = 1, \quad (2)$$

где L — оптическая длина резонатора; R — коэффициент, характеризующий суммарные потери света за один обход резонатора. Таким образом, частоты ω^k , на которых возможна генерация, должны удовлетворять условию

$$\frac{\gamma d (\omega^k - \omega_p) \tau_{sc}}{1 + (\omega^k - \omega_p)^2 \tau_{sc}^2} = \frac{(\omega^k - \omega_p) \cdot 2L}{c}. \quad (3)$$

Взяв модуль (2), можно определить пороговое значение γ^k для каждой из генерируемых мод ω^k

$$\frac{\gamma^k d}{1 + \delta^{k2} \tau_{sc}^2} = -\ln R. \quad (4)$$

Из последнего условия следует, что эффективная ширина линии усиления ФРК составляет величину $\delta_{\text{макс}} \approx \tau_{sc}^{-1}$. Это позволяет оценить с учетом (3) полное число генерируемых мод

$$N \approx \gamma d. \quad (5)$$

Можно сказать, что частота накачки ω_p «затягивает» в свою ближайшую окрестность несколько рядом расположенных мод резонатора. Происходит это,

естественно, из-за того, что коэффициент усиления рассматриваемых фоторефрактивных сред очень велик, что может обеспечить значительное (до 10^2 – 10^4) усиление интенсивности света за один проход. С учетом наличия нескольких продольных мод накачки генерируемая в резонаторе волна представляет собой несколько эквивалентных серий близко расположенных линий, отстоящих одна от другой на величину межмодового расстояния лазера накачки.

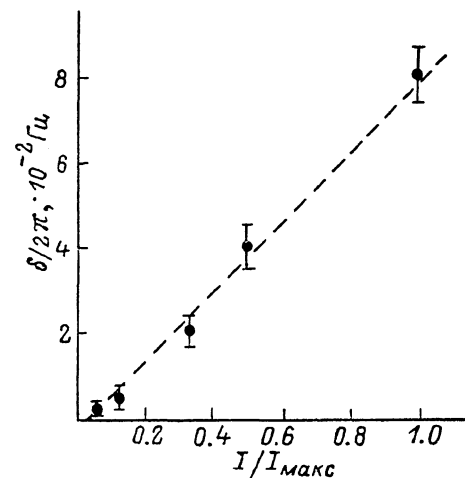


Рис. 5. Зависимость частоты пульсаций интенсивности генерируемого пучка I_2 от интенсивности пучка накачки I_1 (ВТО, $\lambda = 0.63$ мкм, $\Lambda^{-1} \approx 170$ мм $^{-1}$, $I_{\text{макс}} = 3$ мВт.).

4. В нашем конкретном случае при напряженности внешнего поля $E = 12$ кВ/см (первый максимум на кривой $R(E)$) $\gamma d \approx 3$. Таким образом, в окрестности каждой из продольных мод накачки одновременно могут генерироваться около трех (вообще говоря, неэквидистантных) мод с характерным межмодовым расстоянием порядка

$$\delta \approx \frac{1}{\tau_{sc}} \frac{1}{\gamma d}, \quad (6)$$

что составляет при $\tau_{sc} \approx 1$ с (измерено в эксперименте по двухволновому взаимодействию), $E \approx 12$ кВ/см частоту межмодовых биений $\delta/2\pi \approx 5 \cdot 10^{-2}$ Гц.

Зависимость (6) с учетом пропорциональности $\tau_{sc} \sim 1/I_p$ объясняет линейный рост частоты пульсаций генерируемого пучка с ростом интенсивности накачки. Уменьшение γ (путем уменьшения амплитуды внешнего поля) приводило к увеличению амплитуды пульсаций выходного пучка $I_2(d)$ ($I_2^{\text{мин}}(d) \approx \approx 0.1 I_2^{\text{макс}}(d)$), что свидетельствовало, по-видимому, о затягивании лишь двух мод резонатора в каждую моду накачки. Одномодового режима генерации, когда каждой моде накачке отвечает лишь одна генерируемая частота и в выходном сигнале отсутствуют биения, в данных экспериментах нами не наблюдалось. Возможно, это связано с несогласованностью требований на величину внешнего поля, при котором достигается необходимый коэффициент усиления $\gamma \approx d^{-1}$ (5) и выполняется условие неизменности оптической длины резонатора (рис. 2).

Хаотическая смена поперечных мод объясняется, по-видимому, флуктуациями частоты накачки, которая то оказывается ближе к продольной моде резонатора, то к одной из его поперечных мод. Изменение средней интенсивности генерации при переходе от одной поперечной моды к другой (рис. 4) может быть объяснено различием в интегралах перекрытия соответствующих мод с гауссовским пучком накачки, а также различием в межмодовом расстоянии для поперечных мод данного типа и продольных мод накачки.

Литература

- [1] White J. O., Cronin-Golomb M., Fischer B., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 6, p. 450—451.
- [2] Stepanov S. I., Petrov M. P. Opt. Comm., 1985, v. 53, N 5, p. 292—295.
- [3] Степанов С. И., Петров М. П., Красинькова М. В. ЖТФ, 1984, т. 54, № 6, с. 1223—1225.
- [4] Сочава С. Л., Степанов С. И., Петров М. П. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 11, с. 660—664.
- [5] Степанов С. И., Шандаров С. М., Хатьков Н. Д. ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 3054—3058.
- [6] Feinberg J. Opt. Lett., 1982, v. 7, N 10, p. 486—488.
- [7] Kwong S. K., Yariv A., Cronin-Golomb M., Ury I. Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 5, p. 460—462.
- [8] Rajbenbach H., Huignard J. P. Opt. Lett., 1984, v. 10, N 3, p. 137—139.
- [9] Gunter P., Voit E., Zha M. Z. Opt. Comm., 1985, v. 55, N 3, p. 210—214.
- [10] Cronin-Golomb M., Fischer B., White J. O., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, N 11, p. 919—921.
- [11] Cronin-Golomb M., Paslaski J., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 11, p. 1131—1133.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 ноября 1987 г.