«Квантовая электроника», 14, № 5 (1987) УДК 681.7.068

В. П. Калоша

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННЫХ ЧЕТЫРЕХФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЕРМАНОСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ ПРИ БИГАРМОНИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Исследована перестройка стоксовой и антистоксовой компонент вынужденных четырехфотонных процессов (ВЧП) в германосиликатных световодах при изменении длины одной из волн бигармонической накачки и радиуса сердцевины. Рассмотрено распространение компонент ВЧП в различных комбинациях первых двух LP-мод световодов. Найдены области параметров световодов и длин волн накачек, при которых выполняется условие фазового синхронизма мод, участвующих в ВЧП. Показана возможность фазового синхронизма в одномодовых световодах при длинах волн накачек, существенно отличающихся от длины волны максимума материальной дисперсии. При изменении длины волны одной из накачек в характерных для перестраиваемых лазеров интервалах длины волн стоксовой и антистоксовой компонент ВЧП перестраиваются в широких спектральных интервалах видимого и ближнего ИК диапазонов.

Среди различных нелинейно-оптических процессов в кварцевых волоконных световодах [1] вынужденные четырехфотонные процессы (ВЧП) отличаются большой эффективностью взаимодействия излучения со средой [2—6]. Они открывают новые возможности для создания источников узкополосного лазерного излучения, перестраиваемых в широкой частотной области [7—9], а также для структурных [4, 8, 10] и спектроскопических [7] исследований световодов. При ВЧП два фотона накачки ν_1 и ν_2 рождают фотоны на стоксовой (ν_c) и антистоксовой (ν_a) частотах в соответствии с законом сохранения энергии $\nu_1+\nu_2=\nu_c+\nu_a$ и условием фазового синхронизма $\beta_1+\beta_2=\beta_c+\beta_a$ [3, 4] для постоянных распространения мод, в которых фотоны распространяются.

Перестройка частоты генерации стоксовой и антистоксовой компонент ВЧП при гармонической накачке ($\nu_1=\nu_2$) получена в [4, 8] путем подбора параметров световодов и изменения условий ввода накачки, т. е. комбинации мод, участвующих в ВЧП, а при бигармонической накачке ($\nu_1\neq\nu_2$) [7, 11] — путем перестройки длины волны одной из накачек. Для широкого использования этого явления с целью создания перестраиваемых источников в требуемой спектральной области необходимо знание частот генерации компонент ВЧП при всех практически значимых параметрах световодов и длинах волн накачки. Получение этого экспериментальным путем, очевидно, затруднительно. Для случая гармонической накачки частоты генерации компонент ВЧП при различных параметрах и профилях показателя преломления световодов, длинах волн накачки и комбинациях четырех мод найдены теоретически в [12, 13]. Предмет настоящей работы — расчет длин волн стокс-антистоксовых компонент ВЧП в зависимости от длин волн накачки в бигармоническом случае.

Численная процедура состояла в решении дисперсионного уравнения LP-мод для материальных параметров световода на длинах волн двух накачек, стоксовой и антистоксовой компонент и решении условия фазового синхронизма как уравнения относительно $\Delta\nu=(\nu_1+\nu_2)/2-\nu_c=\nu_a-(\nu_1+\nu_2)/2$. Рассмотрены основные комбинации LP-мод, на которых в [3—11, 14] ВЧП наблюдались экспериментально. Расчеты проведены для волн излучения ИАГ-лазера в качестве первой накачки, области возможной перестройки второй накачки $\lambda_2=0{,}5$—$2{,}0$ мкм и длин волн стокс-антистоксовых компонент $\lambda_{c,a}=0{,}3$—$3{,}0$ мкм. В области 0,3—3,0 мкм справедлива трехчленная дисперсионная формула Селлмейера, позволяющая учесть материальную дисперсию кварцевых стекол различного состава. Мы приведем результаты расчетов для германосиликатных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления, сердцевина которых содержит 7,9 % молекул GeO_2, а оболочка сделана из чистого кварца. Коэффициенты формулы Селлмейера для сердцевины и оболочки взяты из [15] и [16] соответственно.

Рис. 1 характеризует простейший случай комбинаций мод, участвующих в ВЧП, когда все четыре волны распространяются в LP_{01}-моде. На нем приведены длины волн компонент ВЧП для некоторых характерных длин волн первой накачки (в частности, вблизи минимумов материальной дисперсии и оптических потерь германосиликатных световодов 1,32 и 1,55 мкм) и для различных радиусов сердцевины. Видно, что в отличие от случая гармонической накачки [14] при бигармонической накачке фазовый синхронизм компонент ВЧП, распространяющихся только в основной моде, возможен при длинах волн накачек, значительно отличающихся от длины волны минимума материальной дисперсии. Внутримодовая дисперсия в одномодовом световоде дает относительно малый вклад и фазовый

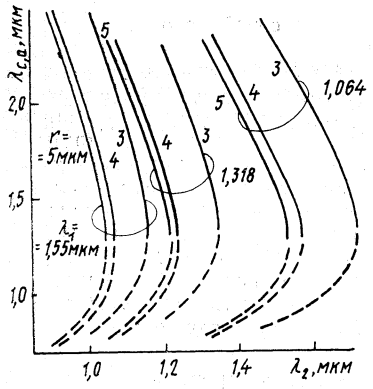

Рис. 1. Перестройка стоксовой (сплошные кривые) и антистоксовой (пунктир) компонент ВЧП в одномодовом световоде с сердцевиной различного радиуса r для λ_1=1,064, 1,318 и 1,55 мкм

синхронизм достигается за счет того, что две накачки и стокс-антистоксовы компоненты находятся в областях по обе стороны от 1,32 мкм, где материальная дисперсия имеет противоположные знаки, и преимущественно попарно компенсируют друг друга. Увеличение λ_2 приводит к перестройке вторичных компонент, заключающейся в уменьшении и увеличении длин волн стоксовой и антистоксовой компонент соответственно. При перестройке компоненты «переходят» через тривиальные случаи выполнения фазового синхронизма $\lambda_c=\lambda_1$, $\lambda_a=\lambda_2$ при $\lambda_2<\lambda_1$ или $\lambda_c=\lambda_2$, $\lambda_a=\lambda_1$ при $\lambda_2>\lambda_1$. При значениях λ_2, больших значения, при котором $\lambda_c=\lambda_a$, фазовый синхронизм в одномодовом световоде при данных λ_1 и радиусе сердцевины невозможен.

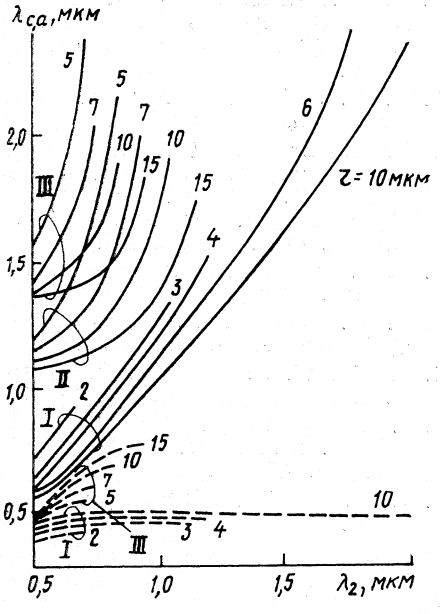

Рис. 2. Зависимость длин волн стоксовой (сплошные кривые) и антистоксовой (пунктир) компонент ВЧП в двухмодовом световоде с сердцевиной различного радиуса r от длины волны второй накачки для λ_1=0,532 (*I*) 1,064 (*II*) и 1,318 мкм (*III*)

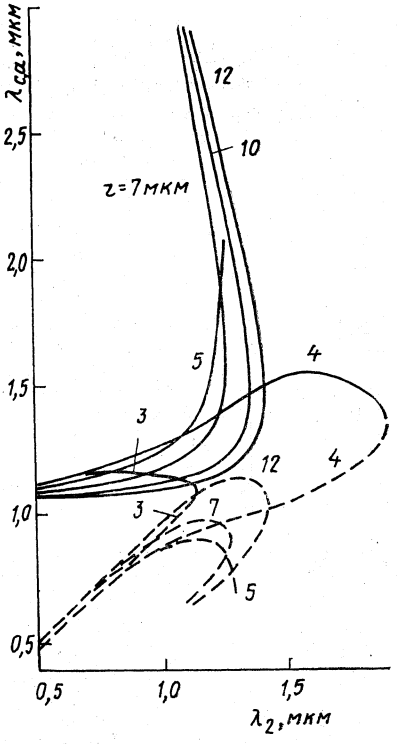

Рис. 3. Зависимость длин волн стоксовой (сплошные кривые) и антистоксовой (пунктир) компонент ВЧП в двухмодовом световоде с сердцевиной различного радиуса r от длины волны второй накачки для λ_1=1,064 мкм

Рис. 1 показывает также, что при увеличении λ_1 область λ_2, в которой выполняется условие фазового синхронизма, сдвигается в сторону меньших значений. Это же, но в значительно меньшей степени имеет место при увеличении радиуса сердцевины. При малых частотных сдвигах компонент ВЧП в одномодовом световоде легко получить явную формулу для стоксовой и антистоксовой частот. Разлагая $\beta_{1,2}$ и $\beta_{c,a}$ в ряды по степеням соответственно $(\nu_1-\nu_2)/2$ и $\Delta\nu$ в точке $\nu_0=(\nu_1+\nu_2)/2$, из условия фазового синхронизма получаем

$$\nu_{c,a}\approx\nu_0\mp[-12\beta''/\beta''''-(\nu_1-\nu_2)^2/4]^{1/2},$$

где $\beta''(\nu_0)$ и $\beta''''(\nu_0)$ — соответствующие производные постоянной распространения основной моды по частоте.

На рис. 2 показаны кривые перестройки вторичных компонент в случае, когда обе волны накачки распространяются в основной LP_{01}-моде световода, а стоксова и антистоксова волны — в следующей LP_{11}-моде. Такие ВЧП при гармонической накачке рассматривались в [4, 5, 8]. Как

видно, характер перестройки излучения при этом иной, чем на рис. 1. Во всех случаях длины волн обеих вторичных компонент увеличиваются с λ_2. Увеличение длины стоксовой волны происходит в более широких интервалах, чем антистоксовой, и заканчивается значениями, при которых LP_{11}-мода отсекается. Длины стоксовой и антистоксовой волн соответственно тем меньше и тем больше, чем больше радиус сердцевины. При увеличении другого параметра рис. 2 — длины волны первой накачки — длины волн обеих вторичных компонент увеличиваются. В отличие от случая рис. 1 длины волн стокс-антистоксовых компонент в некоторых случаях могут при увеличении радиуса лишь асимптотически приближаться к длинам волн накачек.

Наиболее разнообразный характер перестройка компонент ВЧП имеет в случае, когда накачки распределены по разным модам световода. Тогда межмодовая и внутримодовая дисперсии в равной степени влияют на рассогласование фазового синхронизма и их совместный вклад существенно изменяется с радиусом сердцевины. На рис. 3 показана перестройка излучения при ВЧП в случае, когда две накачки λ_1 и λ_2 распространяются в LP_{01}- и LP_{11}-модах, а стоксова и антистоксова компоненты — в LP_{11}- и LP_{01}-модах. При гармонической накачке эти процессы наблюдались в [3, 4], а при бигармонической накачке — в [7, 11]. В этом случае при перестройке длины волн компонент ВЧП могут как возрастать, так и уменьшаться с увеличением λ_2.

Как видно, перестройка весьма чувствительна к радиусу сердцевины. Существенной особенностью кривых рис. 3 является также неоднозначность при некоторых радиусах, которая означает, что при увеличении λ_2, начиная с определенного значения, могут появиться две пары стокс-антистоксовых компонент, каждая из которых находится в фазовом согласовании с одной и той же парой волн накачки. Отметим, что кривые рис. 3 пересекаются в участках, обладающих этой особенностью, с кривыми $\lambda_c = 2\lambda_1\lambda_2/(2\lambda_1 - \lambda_2)$ и $\lambda_a = 2\lambda_1\lambda_2/(2\lambda_2 - \lambda_1)$. Последние соответствуют наблюдавшейся в [7] генерации при равноудаленных друг от друга частотах ν_c, ν_2, ν_1, ν_a. Отсюда следует, что такая генерация может происходить при выполнении условия фазового синхронизма четырех компонент ВЧП без возбуждения фононных резонансов среды [7, 9]. Судя по графикам рис. 3, область значений λ_2 и радиуса, при которых возможен фазовый синхронизм, имеет в отличие от рис. 1, 2 сложную пикообразную форму. Она включает и тривиальные решения условия фазового синхронизма $\lambda_c = \lambda_2$, $\lambda_a = \lambda_1$.

Таким образом, за счет изменения длины волны одной из накачек ВЧП в световодах возможна перестройка лазерного излучения в широких спектральных интервалах. Во всех случаях распределения компонент ВЧП по модам световода длины волн антистоксовой и в особенности стоксовой компонент весьма чувствительны к изменению λ_2. В наибольшей степени это относится к ВЧП в одномодовом световоде (рис. 1). Изменение других параметров световодов (концентрация легирующей добавки, профиль показателя преломления сердцевины) обуславливает изменение длин волн стокс-антистоксовых компонент, примерно равное установленному в [13] для гармонической накачки. В связи с этим отметим, что полученные кривые перестройки могут быть рекомендованы также для определения параметров световодов

1. А. М. Прохоров. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **47**, 1874 (1983).
2. R. H. Stolen. *Fiber Integr. Optics*, **3**, 21 (1980).
3. R. H. Stolen. *IEEE J.* **QE-11**, 100 (1975).
4. Е. М. Дианов, Э. А. Закидов, А. Я. Карасик, В. М. Мамышев, А. М. Прохоров. *ЖЭТФ*, **83**, 39 (1982).
5. C. Lin, M. A. Bösch. *Appl. Phys. Letts*, **38**, 479 (1981).
6. K. O. Hill, D. S. Johnson, B. S. Kawasaki. *Appl. Optics*, **20**, 1075 (1981).
7. Т. Т. Басиев, Е. М. Дианов, Э. А. Закидов, А. Я. Карасик, С. Б. Миров, А. М. Прохоров. *Письма в ЖЭТФ*, **37**, 192 (1983).
8. А. Н. Гурьянов, Д. Д. Гусовский, Е. М. Дианов, Э. А. Закидов, А. Я. Карасик. *Квантовая электроника*, **10**, 1056 (1983).
9. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, А. М. Прохоров, В. Н. Серкин. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1458 (1984).
10. R. H. Stolen, M. A. Bösch, C. Lin. *Optics Letts*, **6**, 213 (1981).
11. Т. Т. Басиев, Ю. К. Воронько, Е. М. Дианов, Э. А. Закидов, П. Г. Зверев, А. Я. Карасик. Тезисы докл. IV Всес. конф. «Оптика лазеров». — Л.: изд. ГОИ, 1983, с. 105.
12. В. П. Калоша, А. П. Хапалюк. *Квантовая электроника*, **11**, 2367 (1984).
13. V. P. Kalosha, A. P. Khapalyuk. *Optics Comms*, **57**, 314 (1986).
14. C. Lin, W. A. Reed, A. D. Pearson H.-T. Shang. *Optics Letts*, **6**, 493 (1981).
15. S. Kobayashi, M. Shibata, S. Shibata, T. Izawa. *Rev. Electr. Commun. Lab.*, **26**, 453 (1978).
16. J. W. Fleming. *Electr. Letts*, **14**, 326 (1978).

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем им. А. Н. Сенченко Белорусского государственного университета им. В. И. Ленина, Минск

Поступило в редакцию 4 октября 1986 г.

V. P. Kalosha. **Laser Radiation Frequency Tuning by Stimulated Four-Photon Processes in Germanium-Silicate Waveguides Under Biharmonic Pumping.**

Tuning is investigated of the Stokes and anti-Stokes components of stimulated four-photon processes (SFP) in germanium-silicate waveguides by means of changing one of the wavelengths of the biharmonic pump and core radius. Cases are considered of the propagation of SFP components at various combinations of the first two LP modes of the waveguides. Ranges of waveguide parameters and pump wavelengths are found in which the phase matching condition is satisfied for modes taking part in the SFP. It is shown that phase matching is possible in single-mode waveguides under pump wavelengths which differ essentially from the minimum material dispersion wavelength. Wavelengths of the Stokes and anti-Stokes SFP components are tuned over wide visible and near-IR spectral regions if one of the pump wavelengths changes within intervals which are typical for tunable lasers.