

ральная ширина контура преобразования, а его максимум почти точно соответствовал невозмущенному ДФ резонансу.

При спектроскопии динамического эффекта Штарка методом четырехфотонного смещения желательнее не использовать штарковское поле в качестве одной из параметрически взаимодействующих волн. В противном случае интерпретация полученного спектра усложняется наличием как ДФ резонанса на частоте $\omega_1 + \omega_2$, так и трехфотонного на частоте $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Однако в нашем случае можно показать, что при сканировании частоты ω_2 из всех мод волны E_3 наиболее эффективно участвуют в параметрическом процессе те, для которых выполняются условия трехфотонного резонанса с $3s_{1/2} - 4p_{3/2}$ переходом. Таким образом, на спектр ДФ резонанса накладывается контур с шириной порядка ширины линии ПГС, много большей ширины ДФ перехода, что приводит только к уменьшению контрастности измеренных спектров.

Экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 2, 3, качественно соответствуют теоретическим представлениям. Для корректного количественного сравнения необходимо учитывать импульсный характер излучения и спектральную ширину штарковского поля [7]. Интерпретация результатов упрощается при использовании узкополосного штарковского поля. Тем не менее даже при использовании относительно широкополосного источника удается получить информацию о величинах дипольных матричных элементов переходов. Дополнительные спектроскопические данные извлекаются при поляризационных измерениях. Спектроскопия динамического эффекта Штарка методом параметрического смещения может быть применена при исследовании энергетических характеристик высоколежащих состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М., 1978.
[2] Knight P. L., Milonni P. W. // Phys. Rep. 1980. 66. P. 21—46. [3] Samprago J. C., Frueholz R. P., Volk C. H. // Phys. Rev. 1983. A27. P. 1914—1924. [4] Li L., Porter R. N., Johnson P. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. 53. P. 1336—1339. [5] Li L., Yang B.-X., Johnson P. M. // J. Opt. Soc. Am. 1985. B2. P. 748—752. [6] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеянного света. М., 1981. [7] Zoller P. // J. Phys. B. 1982. 15. P. 2911—2933.

Поступила в редакцию
24.10.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

УДК 621.375.826:666.189.2

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНГОВОЛОКОННОГО Nd³⁺-ЛАЗЕРА

М. Л. Карпова, Л. С. Корниенко, В. В. Радченко

(НИИЯФ)

Для многоволоконного безрезонаторного лазера на стекле в режиме свободной генерации исследованы допороговое свечение, влияние торцов на пороговые характеристики, эволюция ширины спектра и длительности импульса при изменении накачки.

В настоящее время имеется достаточно большое число работ, посвященных исследованию различных аспектов работы стекловолоконных Nd³⁺-лазеров. Однако в большинстве работ исследовались режимы самомодуляции добротности и самосинхронизации мод в волоконном лазере за счет возникновения радиационных дефектов в активном стекле под действием ультрафиолетовой части спектра излучения на-

качки (см., напр., [1, 2]). При всем многообразии исследований характеристик и свойств активных волокон удельный вес работ, посвященных изучению многоволоконных лазеров, механизма действия обратной связи в световодах, допорогового свечения и др., сравнительно мал. Кроме того, традиционно используемые схемы лазеров на стекловолокнах характеризуются малыми значениями КПД и выходной энергии при довольно высоких порогах генерации [3, 4].

Напомним, что волоконные лазеры могут работать без зеркал, не требуют специальной обработки торцов и юстировки оптических деталей. Их излучение можно отводить в любом направлении, а в случае многоволоконного лазера — разводить излучение по большому числу направлений. Указанные свойства делают волоконные и многоволоконные лазеры перспективными для различных приложений в медицине, технике и связи. Использование жгутов из активных стекловолокон позволяет существенно повысить энергетический выход волоконных лазеров и делает реальным их применение в обработке материалов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию генерационных свойств многоволоконного безрезонаторного лазера на стекле с Nd^{3+} . Схема исследуемого лазера описана в [5]. Применение данной схемы позволяет в режиме свободной генерации при небольших накачках (до 40 Дж) получать сравнительно высокие выходную интенсивность излучения и удельный энергосъем.

1. Экспериментальная установка. Активным элементом лазера был жгут из 300 волокон, намотанный на поверхность лампы ИФП-800. Сердцевина волокна диаметром 30 мкм была изготовлена из стекла ГЛС-3 с традиционными антисоляризирующими добавками SeO_2 и TiO_2 в количествах, достаточных для предотвращения возникновения радиационных дефектов [5]. Оболочка толщиной 2,5 мкм изготовлялась из пассивного силикатного стекла. Разность показателей преломления сердцевины и оболочки исследуемых волокон составляла $\Delta n = n_c - n_0 = (4,8 \div 7,5) \cdot 10^{-2}$, длительность импульса накачки — 80 мкс. Лампа с намотанным волокном помещалась по оси цилиндрического посеребренного отражателя. Максимальная длина волокон составляла 6 м, их торцы не обрабатывались и представляли собой поверхности скола. Форма и амплитуда импульса излучения регистрировались фотодиодом ФД-24К, а его структура — фотодиодом ФД-10-129 с высоким временным разрешением. Энергия излучения, выходящего из одного конца жгута, измерялась прибором ИМО-2Н, а ширина спектра — с помощью дифракционной решетки (600 штрих/мм, линейная дисперсия 19 Å/мм). Спектр и форма пятна фотографировались через ЭОП. Ширина спектра, размер пятна и длительности импульсов измерялись по уровню 1/2.

2. Основные результаты.

Допороговое свечение. Характерной особенностью активных стекловолокон является интенсивное допороговое свечение, называемое рядом авторов (см., напр., [6]) суперлюминесценцией. Однако для того чтобы в стеклянной матрице возник процесс коллективного излучения, каким является суперлюминесценция, необходимо выполнение известных отношений [7, 8]:

$$T \ll T_c \ll T_1, T_2,$$

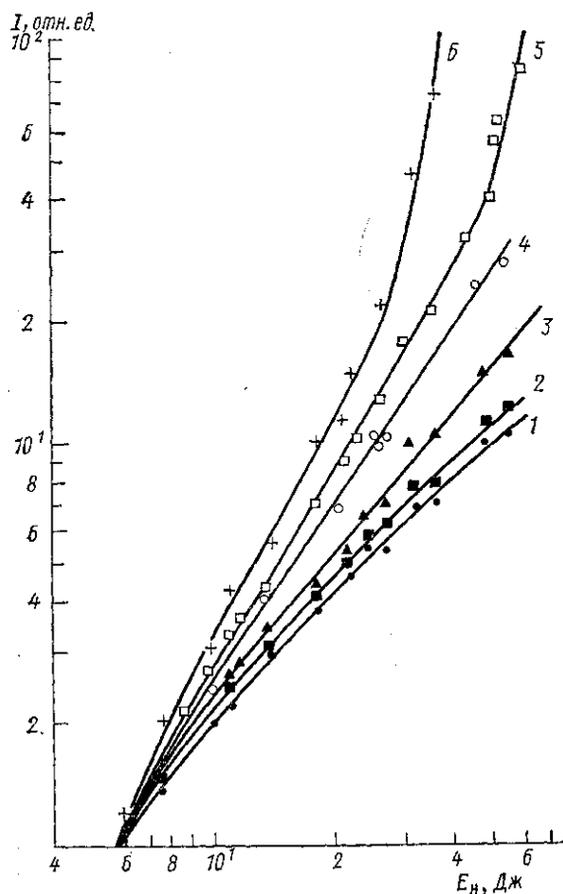
где T — время пролета фотона через среду, T_c — время наведения корреляций между отдельными излучателями, T_1 — время спонтанного распада, а T_2 — поперечной релаксации иона Nd^{3+} в данном стекле.

С другой стороны, если в активном стекле выполняется соотношение

$$T_2 < T_c' \ll T,$$

где T_c' — время, необходимое для развития фотонной лавины, то в активном объеме будет иметь место процесс усиленного спонтанного излучения. Для исследуемых нами световодов в предположении, что плотность активных центров достигает 10^{18} см^{-3} , имеем: $T_1 = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, $T_2 = 10^{-10} - 10^{-13} \text{ с}$, $T_c = 2,15 \cdot 10^{-16} \text{ с}$, $T_c' = 1,04 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, $T = 3,1 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ (при длине волокон $l = 600 \text{ см}$) и $3,1 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ (при $l = 6 \text{ см}$). Отсюда следует, что в нашем случае выполняются условия только для усиленного спонтанного излучения. Необходимо отметить, что строгой теории развития этого процесса в волноводе в настоящее время не существует.

В данной работе определялась критическая для усиленного спонтанного излучения длина волокна l_c . Для определения этой характеристики определялись зависимости интенсивности излучения волоконного лазера от энергии накачки (рис. 1). При этом длина участка волокна, находящегося в поле излучения лампы, изменялась в широких пределах (от 400 до 1 см). Учитывалось, что КПД лампы накачки неодинаков для различных длин волн λ . Кривая 1 на рис. 1 есть среднее для излучения с $\lambda = 699$ и 578 нм, так как этот диапазон длин волн наиболее эффективен при накачке неодима.



Из полученных зависимостей следует, что при минимальных длинах волокна интенсивность излучения лазера пропорциональна интенсивности излучения лампы во всем диапазоне изменения энергии накачки. При увеличении длины наблюдается отход от пропорциональности. Чем длиннее волокно, тем меньше накачка, при которой ин-

тенсивность излучения лазера растет быстрее, чем интенсивность лампы, т. е. наблюдается переход от спонтанного к усиленному спонтанному излучению. Дальнейшее увеличение длины волокна приводит к тому, что последний режим реализуется уже при минимальных накачках E_n , используемых в эксперименте, и рост интенсивности лазерного излучения приобретает экспоненциальный характер.

Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения лампы накачки (1) и волоконного лазера (2—6) от энергии накачки: $l = 1$ (2), 9 (3), 13 (4), 15 (5) и 19 см (6)

тенсивность излучения лазера растет быстрее, чем интенсивность лампы, т. е. наблюдается переход от спонтанного к усиленному спонтанному излучению. Дальнейшее увеличение длины волокна приводит к тому, что последний режим реализуется уже при минимальных накачках E_n , используемых в эксперименте, и рост интенсивности лазерного излучения приобретает экспоненциальный характер.

Проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы: а) существует критическая длина волокна l_c , начиная с которой выполняются условия для развития процесса усиленного спонтанного излучения в световоде; б) при $l < l_c$ основной вклад в излучение световодов вносят спонтанные переходы; в) при $l \geq l_c$ в активном волокне развивается фотонная лавина, переходящая в генерацию при $E_n = E_n^{\text{пор}}$. Импульс усиленного спонтанного излучения гладкий, его длительность определяется отношением $E_n/E_n^{\text{пор}}$: при $E_n/E_n^{\text{пор}} \ll 1$ длительность близка к T_1 , а при увеличении E_n уменьшается. Ширина спектра в допороговой стадии, т. е. при изменении E_n от $0,4 E_n^{\text{пор}}$, уменьшается от 187 до 100 см^{-1} (рис. 2).

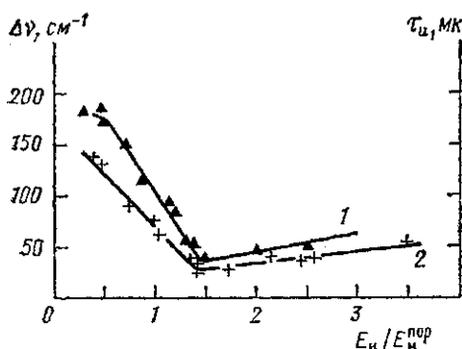


Рис. 2. Зависимости длительности импульса (1) и общей ширины спектра излучения (2) многоволоконного лазера от энергии накачки

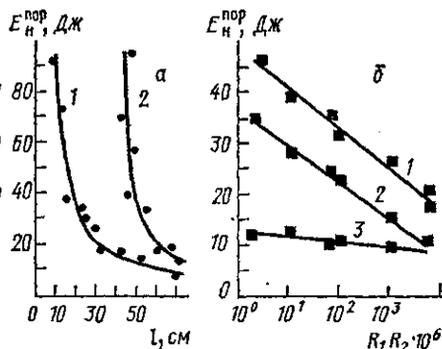


Рис. 3. Зависимости порога генерации многоволоконного лазера от длины волокна (а): $R_1R_2 = 2,7 \cdot 10^{-3}$ (1) и $2,76 \cdot 10^{-6}$ (2) и от коэффициента отражения на торцах (б): $l = 30$ (1), 60 (2) и 600 см (3)

Порог генерации. Порог генерации фиксировался по появлению первого пика на гладком импульсе усиленного спонтанного излучения. Длительность импульса на пороге составляла $50\text{--}60$ мкс, а пика — $1\text{--}2$ мкс. Общая ширина спектра на пороге, как отмечалось выше, составляла 100 см^{-1} .

На рис. 3, а представлена зависимость порога генерации от длины волокна для различных значений коэффициентов отражения R_1 и R_2 на торцах. С увеличением длины порог заметно понижается, а при $l > 100$ см практически не зависит от l . При малых длинах волокна на пороговые характеристики существенно влияет величина обратной связи за счет отражения от торцов. Это видно как из рис. 3, а, так и из рис. 3, б, где представлена зависимость порога от R_1R_2 для различных длин волокон. Минимальные пороги при длине $500\text{--}600$ см составляют $6\text{--}10$ Дж, а минимальные длины, на которых была получена генерация при $E_n \approx 100$ Дж, — $12,5\text{--}15$ см для различных типов волокон. Переход от допорогового свечения к генерации не сопровождается резким изменением вида генерационной кривой. Это одна из особенностей многоволоконного лазера. Для него характерны также сокращение длительности импульса (τ_n) и ширины спектра излучения ($\Delta\nu$) после превышения порога генерации. Минимальные значения τ_n и $\Delta\nu$ достигаются при $E_n = 1,5 E_n^{\text{пор}}$ и для различных типов и длин волокон составляют $25\text{--}40$ мкс и 40 см^{-1} соответственно (см. рис. 2). Спектр остается сплошным.

Указанные особенности связаны, очевидно, с различием в генерационных свойствах отдельных волокон, имеющих различные углы скола необработанных торцов и, следовательно, характеризующихся различной величиной обратной связи. При небольших превышениях над порогом импульс генерации сильно изрезан хаотическими пичками, а при превышении его в 2—3 раза имеет квазинепрерывную форму с модуляцией 20—30%.

Расходимость излучения и потери в волокне. Расходимость излучения исследуемого лазера не зависит от E_H и в 3 раза меньше, чем рассчитанная по формуле для числовой апертуры $NA = \sin \alpha_0 = (n_c^2 - n_0^2)^{1/2}$, где α_0 — угол выхода излучения из волокна. Сравнительно небольшая расходимость 9—10°, наблюдаемая в эксперименте, связана, по-видимому, с большими потерями для мод высоких порядков в волокне, намотанном на лампу накачки диаметром 1 см. Были измерены коэффициенты поглощения собственного излучения волоконного жгута α на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм. Для прямого жгута $\alpha = 4 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$, а для намотанного на лампу $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Если учесть, что для стекла ГЛС-3 $\alpha < 2 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$ [9], то легко сделать вывод, что потери на границе сердцевина—оболочка и в оболочке заметно превосходят потери в активной среде, а намотка на лампу приводит к дополнительным потерям, дискриминации мод высоких порядков и уменьшению расходимости выходящего из жгута излучения.

Влияние торцов волокон на генерационные характеристики. Исследуемый лазер является безрезонаторным. Обратная связь может осуществляться за счет отражения от торцов или рассеяния на неоднородностях материала сердцевины и поверхности раздела сердцевина—оболочка. Единого мнения о соотношении этих типов обратной связи нет. По мнению авторов работы [10], обратная связь в волоконном лазере является распределенной нерезонансной.

С другой стороны, в работе [11] наблюдалась тонкая структура спектра излучения волоконного лазера, т. е. частоты, кратные $c/2l$ (l — длина волокна, c — скорость света в данной среде), что указывает на определенную роль френелевского отражения на торцах в обратной связи.

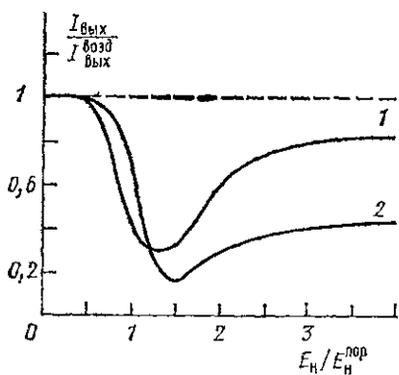


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения многоволоконного лазера, один торец которого помещен в спирт ($R_1 R_2 = 2,37 \cdot 10^{-4}$) от энергии накачки: $l = 400$ (1) и 50 см (2)

Из спектральных измерений, проведенных в нашем эксперименте, нельзя сделать вывод о характере обратной связи, так как нами оценивалась лишь общая ширина спектра излучения лазера. Однако мы имели хорошую возможность исследовать влияние отражения на торцах на величину выходной энергии и порога генерации. Для этого торцы помещались в различные иммерсионные жидкости (спирт, вода, глицерин), при этом произведение коэффициентов отражения от торцов волокон $R_1 R_2$ изменялось от $2 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-7} . Из зависимости порога генерации от $R_1 R_2$ для различных длин волокон, приведенной на

рис. 3, б, следует, что влияние отражения от торцов на порог генерации велико для коротких волокон и практически отсутствует в наиболее интересном для практических применений случае длинных волокон.

Влияние величины R_1R_2 на энергетический выход многоволоконного лазера иллюстрирует рис. 4. На нем приведена зависимость интенсивности излучения от накачки для жгута, один конец которого помещен в спирт ($R_1R_2=2,3 \cdot 10^{-3}$). Легко видеть, что влияние торцов максимально вблизи порога. На допороговом участке и при больших превышениях над порогом для длинных волокон оно мало.

В заключение отметим, что максимальная выходная энергия, полученная с одного конца жгута, составляет 0,3 Дж. Дальнейшее ее увеличение приводит к разрушению торцов световодов.

Авторы благодарят Л. И. Авакянц и И. М. Бужинского за представленные для исследований образцы и ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гватуа Ш. Ш. и др. // Квант. электроника. 1979. 6, № 4. С. 870—872.
[2] Джибладзе М. И. и др. // Там же. 1983. 10, № 2. С. 432—434. [3] Горювая Б. С. и др. // Там же. 1977. 4, № 4. С. 922—923. [4] Koester Ch., Spitzner E. // Appl. Opt. 1964. 3, N 10. P. 1182—1188. [5] Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Гуренко В. А., Корягина Е. И. // Опτικο-механическая промышленность. 1982. № 5. С. 32—34. [6] Гаприндашвили Х. И. и др. // Квант. электроника. 1973. № 2 (14). С. 25—31. [7] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН. 1980. 131, № 4. С. 653—694. [8] Vonipatio R., Lugiatto L. A. // Phys. Rev. 1975. A11, N 5. P. 1507. [9] Авакянц Л. И., Бужинский И. М., Корягина Е. И., Суркова В. Ф. // Квант. электроника. 1978. 5, № 4. С. 725—753. [10] Гватуа Ш. Ш. и др. // Там же. 1981. 8, № 5. С. 1057—1060. [11] Сагарадзе В. Р. Исследование некоторых кинематических характеристик неодимового стекловолоконного лазера: дипломная работа. Тбилиси (Тбилисский ГУ), 1979. [12] Авакянц Л. И. и др. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по нерезонанс. взаимодействию опт. излучения с веществом. Вильнюс, 1984. С. 275.

Поступила в редакцию
10.11.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

УДК 535.36.01

О ВКЛАДЕ СОСТОЯНИЙ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА В СЕЧЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ВОЗБУЖДЕННОМ АТОМЕ ВОДОРОДА

С. М. Гладков, А. М. Желятков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Методом теории возмущений рассчитан вклад непрерывного спектра в сечение комбинационного рассеяния света (КР) для атома водорода. Показано, что в ряде случаев вклад состояний непрерывного спектра в сечения процессов рассеяния света соизмерим с вкладом дискретного спектра.

В настоящей работе в качестве простейшей модели исследуется атом водорода, для которого известны точные решения уравнения Шрёдингера как для дискретного, так и для непрерывного спектра.

Рассматриваются 4 различные схемы КР (рис. 1):

1) стартовое состояние имеет главное квантовое число $n=1$, финальное состояние — главное квантовое число $n'=2$;

2) $n=2$, $n'=3$;

3) $n=3$, $n'=4$;

4) $n=4$, $n'=5$.