



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. М. Антипенко, А. А. Мак, О. Б. Раба,
Л. К. Сухарева, Т. В. Уварова, Редкозе-
мельный лазер двухмикронного диапазона,
Письма в ЖТФ, 1983, том 9, выпуск 9, 526–
529

Использование Общероссийского математического портала
Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны
с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

27 марта 2025 г., 04:40:00



РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР ДВУХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА

Б.М. Антипенко, А.А. Мак,
О.Б. Раба, Л.К. Сухарева,
Т.В. Уварова

Процесс освоения твердотельными редкоземельными лазерами двухмикронного диапазона спектра начался сравнительно давно [1], был результативным и к настоящему моменту времени имеется ряд успешных реализаций лазеров, работающих в импульсном ($Li(Y, Er, Tm)F_4:Ho$, КПД=1.3%, $\lambda_r=2.065$ мкм, $T=300$ К [2]) и в непрерывном ($(Y, Er, Tm)_3Al_5O_{12}:Ho$, КПД=6%, $\lambda_r=2.09$ мкм, $T=77$ К [3]) режимах генерации при ламповой накачке. Имеются определенные успехи и по спектральному преобразованию в этот диапазон излучения неодимового лазера ($BaYb_2F_8:Ho$, КПД $\geq 10\%$ от излучения Nd лазера, $\lambda_r=2.065$ мкм, $T=300$ К [4]). Тем не менее получение генерации на новом 2-мкм канале иона Er (${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) [5] показывает, что возможности РЗ лазеров применительно к этому диапазону все еще не исчерпаны. Данная статья посвящена исследованию энергетических параметров $BaYb_2F_8:Er$ лазера ($\lambda_r=1.965$ мкм) с ламповой накачкой, способного составить конкуренцию уже известным лазерам.

Наиболее важные энергетические параметры активной среды $BaYb_2F_8:Er$ (8% от мест Yb), полученные при оптимальном значении коэффициента связи резонатора, подобранном экспериментально, суммированы в таблице.

1) Из-за несоответствия длины АЭ разрядному промежутку лампы (40 мм) в качестве $E_{пор}$ приведена величина $E_{пор}^C: l_{аз}/l$ лампы, где $E_{пор}^C$ - пороговая энергия, запасенная в батарее конденсаторов.

2) Дана выходная энергия генерации.

3) КПД определен по полной генерируемой энергии, которая в 1.5 раза выше выходной, т.к. АЭ имел минутный клин между торцами.

Из таблицы следует, что среда $BaYb_2F_8:Er$ характеризуется одновременно высокими значениями эффективности генерации и удельного энерговыклада. Названные свойства среды в кооперации обеспечивают возможность получения высоких удельных энерговыделений со

Активная среда, диаметр, длина	λ_r , мкм	T, К	1 $E_{пор}$, Дж	2 $E_{ген}$, Дж	3 КПД, %	ϵ, β , см ²	Резонатор $T_{дз}$, %	Система накачки
$BaYb_2F_8:Er$ (8%) Ø 5x26	1.965	300	50	1.5	0.8	$2 \cdot 10^{-21}$	0.5; 14	Эллипт. моноблок, Ag, без иммерсии, ИСП-250



Рис. 1. Осциллограмма сигналов люминесценции ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (0,67 мкм) в отсутствие (верхняя кривая) и при наличии (средняя кривая) генерации в канале ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (нижняя кривая), возбуждаемых прямоугольным импульсом ~ 1 мс. $E_{\text{ген}} = 1.52$ Дж, $E_{\text{нак}} = 346$ Дж. Пропускание зеркал резонатора - 0,5 и 12%. Развертка - 250 мкс/дел.

среды, а значит, и больших выходных энергий генерации на доступных размерах активного элемента.

С целью получения количественной информации об эффективности накачки активного элемента и величине удельного энерговклада в среду был выполнен эксперимент по сбросу в процессе генерации светосуммы, запасаемой на верхнем рабочем уровне ${}^4F_{9/2}$ (рис. 1). В результате обработки данных эксперимента были определены величины максимальных и пороговых населенностей уровня ${}^4F_{9/2}$ для ряда накачек и значение сечения индуцированного перехода $\sigma\beta = (K_I + \rho) / n_{{}^4F_{9/2}}$ пор. $= 2.10^{-21}$ см², где β - больцмановский фактор заселения генерационного уровня. Используя найденные значения $n_{{}^4F_{9/2}}$ и ход интенсивности люминесценции ${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (0,67 мкм) в шкале энергии возбуждения, мы построили зависимость максимальной населенности уровня ${}^4F_{9/2}$ от энергии накачки, расходуемой в ламповом промежутке, равном длине активного элемента (рис. 2). Из рис. 2 следует, что при максимальной энергии накачки, использованной в работе, в единицу объема среды вкладывается энергия, равная $n_{{}^4F_{9/2}} \cdot h\nu_{{}^4F_{9/2}} \cdot \frac{t\omega}{V} = 31$ Дж/см³, при эффективности энерговклада $(V \cdot n_{{}^4F_{9/2}} \cdot h\nu_{{}^4F_{9/2}}) / (E \cdot \nu_{\text{акз}} / \nu_{\text{ламп}}) = 4.5\%$, где V - объем активного элемента, равный 0,5 см³.

Рекордный для твердотельных лазеров с ламповой накачкой удельный энерговклад в среду и высокая эффективность накачки

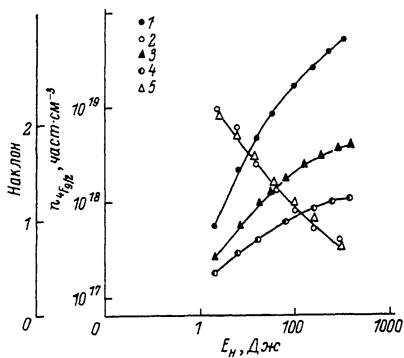


Рис. 2. Зависимости максимальной населенности уровня ${}^4F_{9/2}$ (1) и ее наклона (2), а также интенсивностей люминесценции с уровня ${}^4I_{13/2}$ (3) и ${}^2F_{5/2}$ (Yb) (4) и суммы их наклонов (5) от энергии накачки.

уровня ${}^4F_{9/2}$ обусловлены, с одной стороны, обилием полос накачки у среды $BaYb_2F_8:Er$, а с другой стороны, тем обстоятельством, что энергия, поглощенная во всех без исключения полосах накачки, стекается к единственному уровню ${}^4F_{9/2}$. Картина энергодвижения в системе $BaYb_2F_8:Er$ в главных своих чертах сводится к следующей. Энергия возбуждения уровней активатора, расположенных выше ${}^4S_{3/2}$, посредством внутрицентровых безызлучательных переходов быстро конвертируется в энергию возбуждения уровня ${}^4S_{3/2}$, которая далее разменивается на сумму возбуждений ${}^4I_{13/2}(Er)$ и ${}^2F_{5/2}(Yb)$ посредством кросс-релаксационного процесса: $|{}^4S_{3/2}(Er), {}^2F_{5/2}(Yb)\rangle \rightarrow |{}^4I_{13/2}(Er), {}^2F_{5/2}(Yb)\rangle$. На уровне ${}^2F_{5/2}(Yb)$ аккумулируется также энергия, поглощенная собственно ионами Yb , и энергия возбуждения уровней активатора ${}^4I_{9/2}$ и ${}^4I_{11/2}$, поскольку из-за резонансного характера обмена $|{}^4I_{11/2}(Er), {}^2F_{7/2}(Yb)\rangle \rightleftharpoons |{}^4I_{15/2}(Er), {}^2F_{5/2}(Yb)\rangle$ и вследствие существенно большей концентрации ионов Yb , подавляющая часть общего возбуждения уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^2F_{5/2}$ локализуется на ионах Yb . Следующим шагом энергия, запасенная на уровнях ${}^4I_{13/2}(Er)$ и ${}^2F_{5/2}(Yb)$, преобразуется в энергию возбуждения ${}^4F_{9/2}$ уровня посредством суммирующего процесса: $|{}^4I_{13/2}(Er), {}^2F_{5/2}(Yb)\rangle \rightarrow |{}^4F_{9/2}(Er), {}^2F_{7/2}(Yb)\rangle$. При этом акт накачки верхнего рабочего уровня является одновременно актом дезактивации нижнего рабочего уровня ${}^4I_{11/2}$ (через уход возбуждений с Yb). Справедливость рассмотренной картины подтверждается результатами работы [6], а также рис. 2. Так, совпадение наклона зависимости населенности уровня ${}^4F_{9/2}$ с суммой наклонов зависимостей интенсивностей люминесценции с уровнем ${}^4I_{13/2}(Er)$ и ${}^2F_{5/2}(Yb)$ при каждом значении энергии накачки (рис. 2) свидетельствуют о преимущественном заселении уровня ${}^4F_{9/2}$ процессом суммирования возбуждений ${}^4I_{13/2}$ и ${}^2F_{5/2}$.

Из изложенного ясно, что ионы Yb в исследованной среде играют исключительно важную роль. Они выступают, во-первых, в роли обычного сенсбилизатора, во-вторых, в роли организатора процесса преобразования возбуждений ${}^4S_{3/2}$ в ${}^4F_{9/2}$ посредством двух последовательных процессов межцентральной кросс-релаксации, и, наконец, в-третьих, в роли дезактиватора нижнего рабочего

уровня ${}^4I_{11/2}$ за счет преимущественной локализации возбуждений связанных уровней (${}^4I_{11/2}(Ex)$ и ${}^2F_{5/2}(Yb)$) на уровне ${}^2F_{5/2}$ и благодаря еще одному ранее рассмотренному суммирующему процессу $|{}^4I_{11/2}(Ex), {}^2F_{5/2}(Yb)\rangle \rightarrow |{}^4F_{7/2}(Ex), {}^2F_{7/2}(Yb)\rangle$. О высокой эффективности очищения уровня ${}^4I_{11/2}$ суммирующими процессами свидетельствуют постоянство пороговой населенности уровня ${}^4F_{9/2}$ в процессе генерации и факт срыва генерации при плотности накачки меньшей, чем в момент ее возникновения (рис. 1).

Л и т е р а т у р а

- [1] L.F. Johnson, J.E. Geusic, L.G. Van Uiter t. Appl. Phys. Lett., 8, 200 (1966).
- [2] E.P. Chicks lis, C.S. Naiman, R.C. Folw eiler, D.R. Gabb e, H.P. J e n s s e n, A. L i n z. Appl. Phys. Lett., 19, 119(1971).
- [3] R. В e e k, K. G u r s. J. Appl. Phys., 42, 5224 (1975).
- [4] Б.М. Антипенко, И.А. Воры х а л о в, Б.В. С и н и ц ы н, Т.В. У в а р о в а. Квантовая электроника, 7, 197 (1980).
- [5] Б.М. Антипенко, А.А. М а к, О.Б. Р а б а, Б.В. С и н и ц ы н, Т.В. У в а р о в а. ЖТФ, 52, 521 (1982).
- [6] Б.М. Антипенко, А.А. М а к, О.Б. Р а б а, Б.В. С и н и ц ы н, Т.В. У в а р о в а. Квантовая электроника, 9, 1614 (1982).

Поступило в Редакцию
10 января 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 9

12 мая 1983 г.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА НА ПЕРЕНОС ПРИМЕСЕЙ В ТОКАМАКЕ ФТ-1

Б.В. К у т е е в, М.М. Л а р и о н о в,
А.Д. Л е б е д е в

В последнее время появился ряд работ, в которых сообщается о результатах экспериментов по удержанию примесей в плазме токамака. Определение времени жизни основывается на изучении распада возмущения концентрации примесей, вносимых в плазму при лазерном распылении мишеней [1-4] и инжекции макрочастиц [5-7]. Отметим, что результаты экспериментов на разных токамаках находятся в противоречии друг с другом: на токамаках Alcator [1], T-10 [7] примесь всегда выносятся из разряда, на