

07

©1993 г.

ПРОБЛЕМА ПУЛЬСАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

В.В.Анциферов

Приведены экспериментальные результаты исследований спектрально-временных характеристик излучения лазеров на ионах хрома и неодима в различных средах, полученные автором в ряде работ на одной экспериментальной установке и в идентичных условиях при устранении влияния технических возмущений резонатора. На основании качественного различия в поведении свободной генерации ионов хрома и неодима предложен физический механизм, обуславливающий возникновение незатухающих пульсаций излучения в лазерах на ионах, имеющих внешнюю рабочую оболочку, связанный с полевым расщеплением рабочих уровней ионов в собственном поле излучения.

Введение

Свободная генерация твердотельных лазеров происходит, как правило, в режиме незатухающих пульсаций излучения с неуправляемыми спектрально-временными параметрами излучения, эффективное управление которыми достигается только при стабилизации ее интенсивности. Причины возникновения незатухающих пульсаций излучения в твердотельных лазерах обсуждались в большом количестве работ, обзоров и монографий [1-6] и преимущественно на основе анализа экспериментальных результатов, полученных на различных установках и часто в неконтролируемых условиях. В большинстве работ использовалось квазиклассическое описание генерации, для которого характерно классическое рассмотрение электромагнитного поля и квантово-механический анализ активной среды. Уравнения, описывающие генерацию в рамках одномодовой модели, представляющие собой соотношение баланса между энергией поля в резонаторе и разностью населенностей рабочих уровней, были получены в [7]. В [8] сделан вывод скоростных уравнений твердотельных лазеров из уравнений Больцмана для матрицы плотности и уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Для многомодового случая скоростные уравнения были численно решены в [9].

Численное решение скоростных уравнений в случае генерации двух мод дало затухающие к стационарному уровню пульсации излучения. Дополнительный учет поперечной неоднородности поля в резонаторе [10] нарушает только регулярность пульсаций излучения в переходном режиме генерации, которая также выходит на стационарный уровень. В

многомодовом режиме конкуренция мод в резонаторе может приводить к пространственной модуляции усиления вдоль оси активной среды [11], что в свою очередь приводит к появлению распределенной положительной обратной связи и смене мод в процессе генерации.

Возникновение автомодуляции и незатухающих пульсаций излучения связывали с влиянием спонтанных шумов [12,13], неоднородности накачки [14,15], неоднородного характера уширения линии усиления [16], флуктуаций интенсивности по амплитуде больше декремента затухания [17,18], самофокусировки излучения [19], насыщающего поглощения [20], теплового дрейфа линии усиления [21], периодической структуры инверсной населенности [22,23], неустойчивостей параметров резонатора [24,25] и различных нелинейных эффектов взаимодействия поля с веществом [26,27]. Предложенные механизмы, вызывающие пульсации излучения твердотельных лазеров, можно разделить на физические, не связанные с конкретной установкой, и технические, обусловленные внешними факторами (неустойчивости параметров резонатора, неоднородность накачки и активной среды и др.). Влияние технических факторов на динамику свободной генерации можно устранить достаточно простыми средствами, как это будет показано ниже, даже в импульсном режиме.

Использованные в работах теоретические модели были часто очень далеки от эксперимента. Вывод балансных уравнений и их решения получены в условиях целого ряда упрощающих допущений и в ограниченной области изменения параметров лазеров. Даже в случае одномодовой генерации в условиях однородного распределения инверсии удается найти решения только в предельных случаях очень малых или очень больших отклонений от стационарного режима. В случае многомодовой генерации достаточно строгие решения получены только для линеаризованных уравнений, описывающих генерацию вблизи стационарного режима. Вопрос об устойчивости стационарного решения к большим отклонениям решен только численно.

Многообразие взглядов на свободную генерацию твердотельных лазеров обусловлено, очевидно, тем, что в рамках балансной теории не удается объяснить существование в них режима незатухающих пульсаций интенсивности излучения. Поэтому решающий вклад в эту проблему могут внести достоверно полученные экспериментальные результаты.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты автора [28-39] по исследованию спектрально-временных характеристик излучения лазеров на ионах хрома и неодима в различных средах на одной экспериментальной установке и в идентичных условиях.

Экспериментальные результаты

При создании экспериментальной установки были предприняты все необходимые меры [30,31] по устранению влияния внешних технических факторов на динамику свободной генерации и в достаточно "чистом" виде исследовать ее динамику, когда можно было провести корректное сравнение всех предложенных физических механизмов, вызывающих пульсации излучения, с экспериментом. Юстировка всех элементов резонатора производилась по методике, разработанной в [40], позволяющей простыми средствами устранить влияние технических возмущений резонатора.

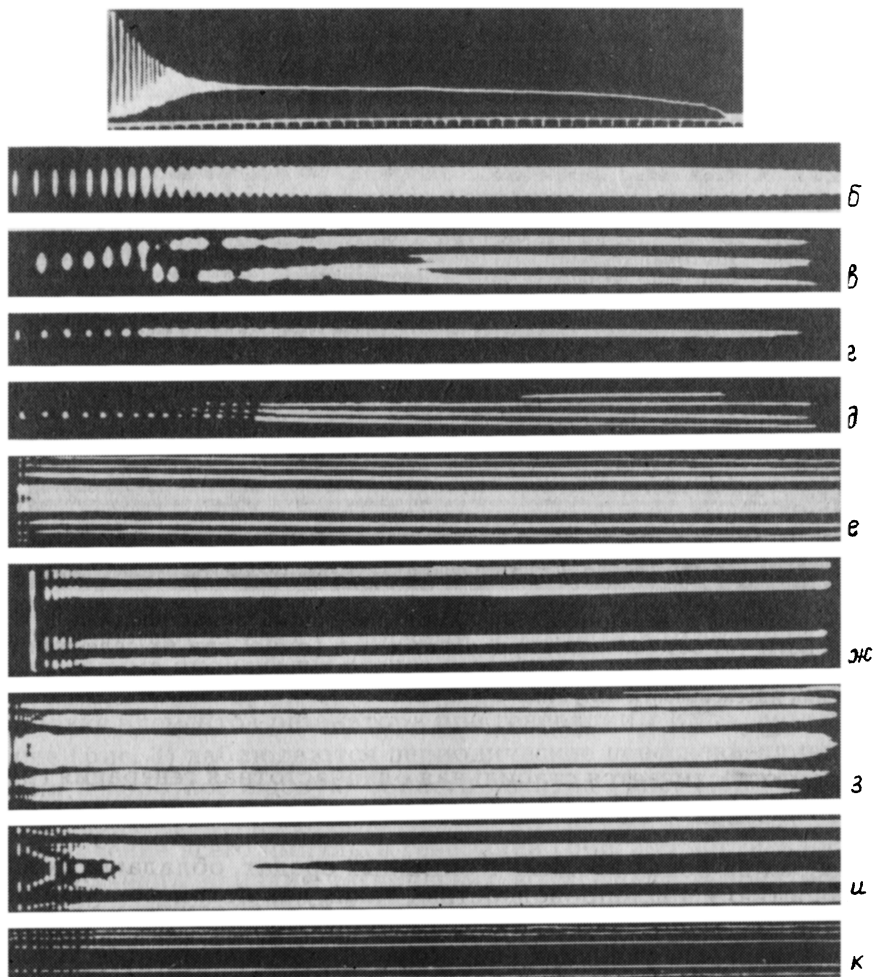


Рис. 1. Параметры генерации TEM_{00q} -мод лазеров на ионах неодима в различных средах.

a — осциллограмма интенсивности излучения, метки 20 мкс; *б* — временная развертка распределения интенсивности в ближней зоне; *в-и* — временные развертки спектров генерации без селекции мод силикатного стекла ГЛС-7 (*в*), фосфатного стекла ГЛС-22 (*г*), концентрированного фосфатного стекла КНФС (*д*), калий-гадолиниевого вольфрамата (*е*), бериллата лантана (*ж*), гадолиний-скандий-галлиевого граната с хромом (*з*) и иттрий-алюминиевого граната (*и*); *к* — развертка спектра генерации лазеров на неодиме с селекцией мод.

Только после устранения влияния технических факторов была получена устойчивая квазистационарная генерация TEM_{000} -мод на всех исследованных неодимовых средах (рис. 1). При этом не было никакой необходимости производить сглаживание продольной неоднородности инверсии в активных средах, как это делалось в ряде работ. После регулярного переходного процесса на всех средах устанавливается квазистационарная многомодовая генерация с шириной спектра, определяемой шириной и характером уширения линии усиления активной среды и превышением накачки над пороговой. В условиях квазистационарного режима доста-

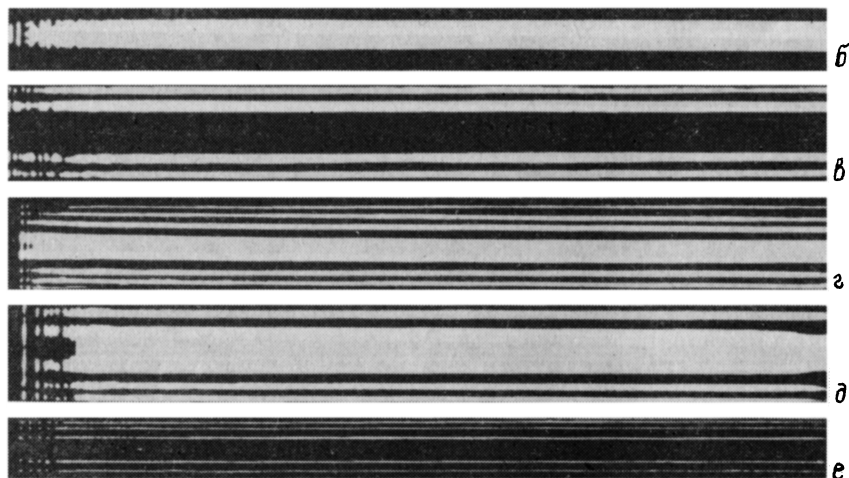
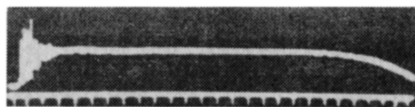


Рис. 2. Параметры генерации TEM_{mnq} -мод лазеров на ионах неодима в ИАГ (а), КГВ (б) и БЛН (д) без селекции продольных мод (а-д) и при их селекции (е).
 а — осциллограмма интенсивности излучения, метки 20 мкс; б — временная развертка распределения интенсивности излучения в ближней зоне; в-е — временные развертки спектров генерации.

точно просто достигается стабильная одночастотная генерация (рис. 1, у) с плавной перестройкой длины волны в пределах полуширины линии усиления.

В лазерах на ионах неодима в активных средах, обладающих высокой однородностью и теплопроводностью, таких как иттриево-алюминиевый гранат, бериллат лантана, калий-гадолиниевый вольфрамат, при тех же экспериментальных условиях еще более просто достигается устойчивая квазистационарная генерация TEM_{mnq} -мод в плоском резонаторе при малых индексах поперечных мод (рис. 2). В переходном процессе чередование поперечных мод с различными индексами, имеющих разные объемы возбуждения и, следовательно, усиление, приводит к его нерегулярности. Ширина спектра квазистационарной генерации была аналогичной спектру генерации TEM_{00q} -мод. При использовании дисперсионного резонатора легко достигалась устойчивая одночастотная квазистационарная генерация TEM_{mnq} -мод (рис. 2, е). С возрастанием индексов поперечных мод их чередование происходило в течение всего импульса генерации, которое сопровождалось незатухающими пульсациями излучения. С остальными средами на ионах неодима, у которых однородность или теплопроводность были не достаточно высоки, получить устойчивую квазистационарную генерацию TEM_{mnq} -мод не удалось.

Для научных и практических приложений были разработаны одночастотные лазеры на ионах неодима, генерирующие в квазистационарном режиме с длительностью импульса 0.1–1.0 мс, с перестройкой длины волны излучения в диапазоне 1050–1080 нм и энергией излучения в импульсе 0.1–1.0 Дж.

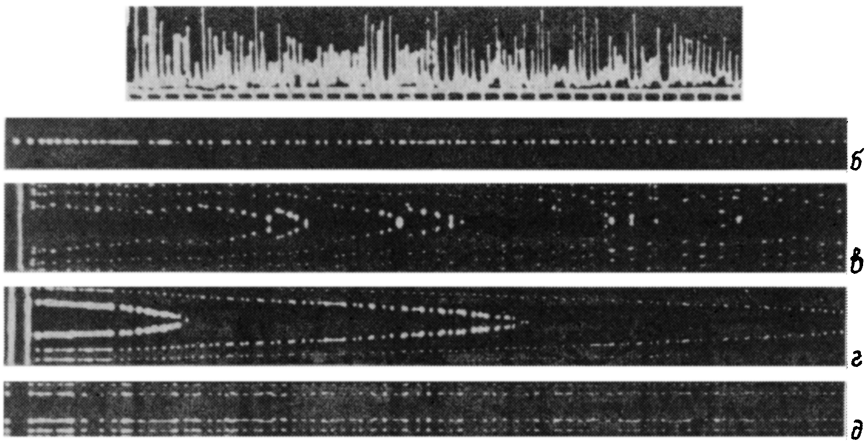


Рис. 3. Параметры генерации TEM_{00q} -мод (а-д) лазера на рубине с плоскими зеркалами в обычных условиях (а) и при устранении влияния технических возмущений резонатора (б), без селекции продольных мод (в, г) и при их селекции (д).

Свободная генерация TEM_{00q} - и TEM_{mq} -мод в лазерах на ионах хрома в исследованных средах с плоскими зеркалами в отличие от лазеров на ионах неодима происходит всегда в режиме незатухающих пульсаций излучения. В обычных условиях без использования специальной методики юстировки элементов резонатора при генерации TEM_{00q} -мод в лазере на рубине (рис. 3) наблюдаются периодические перескоки длины волны излучения в коротковолновую область спектра (рис. 3, в). Однонаправленное (без возвратов) смещение длины волны в красную область спектра в течение всего импульса генерации (рис. 3, г) достигалось только при устранении влияния технических возмущений резонатора. При этом за исключением первых 3–4 пичков в каждом пичке генерации возбуждалась одна продольная мода. Скорость свивирования длины волны излучения значительно (в несколько раз) превышала скорость теплового дрейфа линии усиления и зависела от превышения накачки над пороговой. Применение достаточно жесткой селекции продольных мод в пичковом режиме не позволяет стабилизировать во времени длину волны генерации (рис. 3, д).

Устойчивая квазистационарная генерация TEM_{00q} -мод в лазере на рубине (рис. 4) при любых превышениях накачки над пороговой достигается только при принудительном сглаживании продольной неоднородности поля в активной среде с помощью компенсируемой фазовой модуляции (КФМ) [41]. Сужение спектра генерации до одной моды в этом случае затягивается во времени (рис. 4, в) и осуществляется только за счет дисперсии, создаваемой формой линии усиления. После переходного процесса и установления квазистационарной генерации спектральная линия обнаруживает на отдельных участках “инерцию” по отношению к тепловому дрейфу линии усиления, когда периодически в течение ~ 100 мкс наблюдается стабильная во времени и по спектру одночастотная квазистационарная генерация. Смена в условиях однородного поля в активной среде происходит в процессе генерации адиабатически и не сопровождается

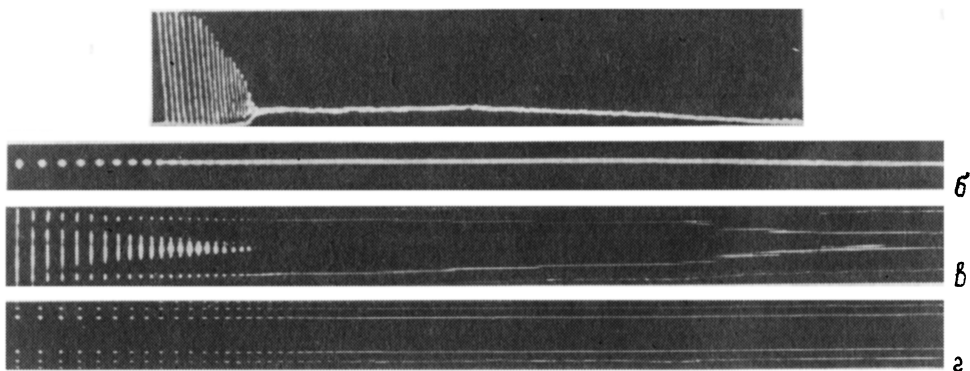


Рис. 4. Параметры генерации TEM_{00q} -мод (а-г) лазера на рубине с плоскими зеркалами при сглаживании в продольной неоднородности поля с помощью компенсируемой фазовой модуляции (КФМ) (в) и устранении влияния технических возмущений резонатора (г).

ется пульсациями интенсивности излучения. Эффективность селекции продольных мод и стабильность спектра генерации резко возрастали в квазистационарном режиме (рис. 4,г), когда при тех же условиях селекции мод достаточно просто достигается одночастотная генерация в течение всего импульса.

Роль пространственной неоднородности поля и ее влияние на характер генерации наглядно видны, когда включение и выключение КФМ происходили в процессе генерации (рис. 5). При включении КФМ с задержкой во времени от начала генерации всегда наблюдался переход от незатухающих пульсаций излучения к квазистационарной генерации (рис. 5,а). Если же процесс сглаживания продольной неоднородности поля прекращался после установления квазистационарной генерации, то немедленно происходил обратный переход от квазистационарной генерации к пиковому режиму (рис. 5,б).

В условиях неоднородного поля в активной среде генерация TEM_{00q} - и TEM_{mnq} -мод в лазерах на ионах хрома в кристаллах александрита и гадолиний-скандий-галлиевого граната (ГСГГ) с плоскими зеркалами, как и в лазере на рубине, происходит всегда в режиме незатухающих пульсаций излучения (рис. 6). Характер развития спектра генерации во времени существенно зависел от физического состояния кристаллов, их температуры и наличия паразитной селекции мод. Присутствие в резонаторе

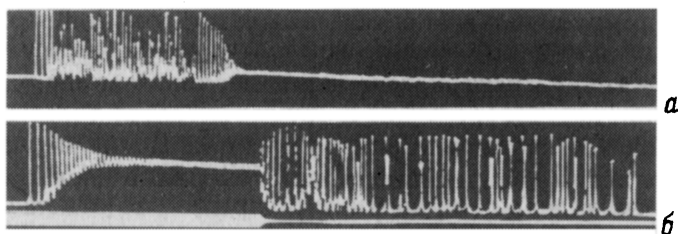


Рис. 5. Осциллограммы интенсивностей излучения TEM_{00q} -мод лазера на рубине с плоскими зеркалами при включении (а) и выключении (б) КФМ в процессе генерации (напряжение КФМ подается на второй луч).

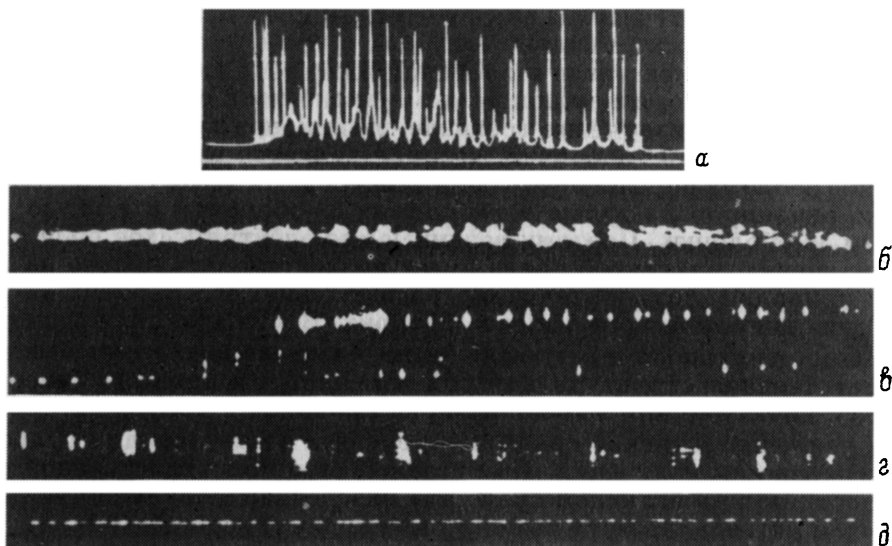


Рис. 6. Параметры генерации лазеров (a - z) на ионах хрома в александрите (b, e) и ГСГГ (z) без селекции продольных мод (b - z) и при их селекции (d), при наличии слабой дискриминации мод (e, z) и ее отсутствии (b).

наторе лазера даже очень слабой дискриминации мод, вносимой просветленными торцами кристаллов, приводило к появлению мелкой дискретной структуры спектра (рис. 6, e, z). При полном устранении селекции мод эта структура спектра исчезала и тогда четко проявлялась колебательная структура (рис. 6, b). Вследствие более низкой теплопроводности кристалла ГСГГ происходило значительное красное смещение его спектра в процессе генерации (рис. 6, z). Использование призматического дисперсионного резонатора с угловой дисперсией ~ 3 угл. мин/нм позволило сузить и стабилизировать во времени спектры генерации лазеров в пределах ~ 0.8 нм (рис. 6, d).

Обсуждение результатов

В работах автора впервые экспериментально было установлено качественное различие в характере режимов генерации лазеров на ионах хрома и неодима, которое было обнаружено только тогда, когда удалось устранить влияние технических факторов на свободную генерацию. Из экспериментальных результатов, приведенных выше, можно сделать однозначный вывод, что в лазерах на ионах хрома в отличие от лазеров на ионах неодима четко наблюдается проявление физического механизма, вызывающего незатухающие пульсации интенсивности излучения. Ни один из предложенных ранее физических механизмов [12-27] не дает адекватного объяснения такого режима. Сравнение генерационных характеристик излучения TEM_{00q} -мод лазеров на ионах хрома и неодима в кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната, т.е. имеющих одну и ту же матрицу активной среды и, следовательно, одинаковые нелинейности, исключает механизм, связанный с пространственным взаимодействием мод в активной среде. В одинаковых экспериментальных усло-

виях в кристалле ГСГГ ионы неодима генерируют в квазистационарном режиме, а ионы хрома — в пиковом.

Такое качественное различие в поведении свободной генерации этих лазеров обусловлено, очевидно, резким различием в структуре их рабочих уровней. Если излучение трехвалентных ионов хрома определяется тремя электронами $3d$ -оболочки, которая является внешней, то излучение ионов неодима обусловлено тремя электронами $4f$ -оболочки, которая глубоко экранирована двумя электронами $5s$ -оболочки и шестью электронами $5p$ -оболочки. Поэтому возникающее электрическое поле лазерного излучения в активной среде будет воздействовать только на ионы хрома, приводя к дополнительному расщеплению его рабочих уровней вследствие динамического эффекта Штарка. В условиях пространственно неоднородного поля в активной среде, создаваемого стоячей волной, пространственная структура которой изменяется в процессе генерации (рис. 3,2), динамический эффект Штарка приводит к модуляции коэффициента усиления активной среды во времени и незатухающим пульсациям интенсивности излучения. При сглаживании пространственной неоднородности поля в активной среде эта наведенная модуляция усиления исчезает и устанавливается квазистационарная генерация (рис. 4).

Для расщепления рабочих уровней ионов на величину $\Delta\lambda \approx 0.1$ нм, достаточную для однонаправленного чередования продольных мод в течение всего импульса генерации (рис. 3,2), необходимая величина электрического поля лазерного излучения в случае линейного эффекта Штарка для водородоподобных ионов должна составлять [42]

$$E \approx \frac{z\Delta\lambda}{0.06\lambda^2 n(n-1)} \approx 1 \text{ [кВ/см]}, \quad (1)$$

где z — заряд иона, n — главное квантовое число.

При этом интенсивность лазерного излучения в резонаторе должна быть равна

$$I = \frac{c}{4\pi} E^2 = 10^3 \text{ Вт/см}^2, \quad (2)$$

что достаточно хорошо соответствует эксперименту. С ростом главного квантового числа величина расщепления уровней растет как n^2 . В случае квадратичного эффекта Штарка величина расщепления рабочих уровней, равная

$$\Delta\lambda \gtrsim \frac{\hbar^5 n^6 \lambda^2}{4\pi c m_e^3 e^6 z^4} E^2, \quad (3)$$

нарастает более быстро $\sim n^6$. При этом терм верхнего рабочего уровня оказывается сильнее смещенным в сторону меньших энергий, чем нижний, что приводит к красному смещению рабочего перехода и длины волны в процессе генерации (рис. 3,2).

Свободная генерация лазеров на ионах неодима достаточно хорошо описывается скоростными уравнениями, с помощью которых можно рассчитать время затухания и период переходных пульсаций излучения, ширину спектра квазистационарной генерации. Однако скоростные уравнения не имеют предельных циклов [43], поэтому они непригодны для анализа свободной генерации лазеров на ионах хрома. Для описания свободной генерации лазеров на ионах хрома необходимо использовать

исходные уравнения, полученные из уравнений Максвелла для электромагнитного поля и уравнений для матрицы плотности [15].

Предложенный механизм возникновения незатухающих пульсаций излучения в твердотельных лазерах подтверждается экспериментами по исследованию лазера на ионах титана в сапфире при лазерной квазипрерывной накачке [44], в которых также наблюдались незатухающие пульсации излучения. Трехвалентные ионы титана имеют, как и ионы хрома, внешнюю рабочую электронную оболочку, которая подвержена воздействию внешних электрических полей лазерного излучения. Можно также предположить, что свободная генерация всех редкоземельных ионов в различных средах при устранении влияния технических возмущений должна происходить в квазистационарном режиме без принудительного сглаживания пространственной неоднородности поля в активной среде.

Список литературы

- [1] Беленов Э.М., Морозов В.Н., Ораевский А.Н. // Тр. ФИАН. 1970. Т. 52. С. 237-336.
- [2] Машкевич В.С. Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971. 472 с.
- [3] Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975. 496 с.
- [4] Дементьев В.А., Зубарев Т.Н., Ораевский А.Н. // Тр. ФИАН. 1977. Т. 91. С. 3-74.
- [5] Harrison R.G. // Contem. Phys. 1988. Vol. 29. N 4. P. 341-371.
- [6] Khanin Ya.I. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. Vol. 5. N 5. P. 889-898.
- [7] Statz H., de Mars G. // Quantum Electron. N. Y.: Columbia Univer. Press., 1960. P. 530-534.
- [8] Tang C.L. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 10. P. 2935-2940.
- [9] Tang C.L., Statz H., de Mars G. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 8. P. 2289-2296.
- [10] Statz H., Tang C.L. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 5. P. 1377-1383.
- [11] Herre P.J., Varabas U. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1987. Vol. 818. N 1. P. 105-115.
- [12] Беспалов В.И., Гапонов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т. 8. № 1. С. 70-80.
- [13] Jung P., Hanggi P. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. Vol. 5. N 5. P. 979-986.
- [14] Fleck J.A., Kidder R.E. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 10. P. 2825-2831.
- [15] Forysiak W., Harrison R.G., Moloney J.V. // Phys. Rev. 1989. Vol. 39. N 1. P. 421-423.
- [16] Ханин Я.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9. № 4. С. 697-709.
- [17] Дементьев В.Л., Зубарев Т.Н. // ДАН СССР. 1972. Т. 204. № 1. С. 66-69.
- [18] Казанцев А.П., Кривошеков Г.В., Семибаломут В.М. и др. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 1. С. 165-167.
- [19] Желанов В.Л., Смирнов В.С. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. Вып. 4. С. 1332-1337.
- [20] Беспалов В.И., Якубович Е.И. // Изв. вузов. Радиотехника. 1965. Т. 8. № 5. С. 909-919.
- [21] Курсанов Б.П., Леонтович А.М., Можарский А.М. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 10. С. 2211-2229.
- [22] Быхов В.П. // ДАН СССР. 1972. Т. 206. № 5. С. 1078-1081.
- [23] Идиатулин В.С., Успенский А.В. // РиЭ. 1977. Т. 22. № 12. С. 2584-2591.
- [24] Лившиц Б.Л. // ДАН СССР. 1970. Т. 194. № 6. С. 1298-1300.
- [25] Винокуров Г.Н., Галактионова Н.М., Егорова В.Ф. и др. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. Вып. 2. С. 489-499.
- [26] Басов Н.Г., Морозов В.Н., Ораевский А.Н. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. Вып. 3. С. 895-904.
- [27] Гайнер А.В., Комаров К.П. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. Вып. 4. С. 766-771.
- [28] Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. // Опт. и спектр. 1972. Т. 32. Вып. 6. С. 1159-1162.
- [29] Анциферов В.В., Пивцов В.С., Угожаев В.Д. // Квантовая электрон. 1973. № 3(15). С. 57-65.
- [30] Анциферов В.В., Кучьянов А.С., Пивцов В.С. и др. // Опт. и спектр. 1975. Т. 38. Вып. 3. С. 599-607.
- [31] Анциферов В.В., Краеченко В.И. Препринт ИФ АН УССР. № 4. Киев, 1988. 43 с.
- [32] Antsiferov V.V., Ghiner A.V., Derzhi N.M. et al. // Opt. Commun. 1975. Vol. 14. N 4. P. 388-391.

- [33] Анциферов В.В. Препринт СФТИ № 4. Сухуми, 1980. 33 с.
- [34] Анциферов В.В., Голяев Ю.Д. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 706-712.
- [35] Анциферов В.В., Хабурзания Г.В. // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. Вып 2(58). С. 3-6.
- [36] Анциферов В.В., Алимбиев А.И., Иванов Е.В. и др. // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1991. Вып. 2(58). С. 7-9.
- [37] Анциферов В.В., Хабурзания Г.В., Шкадаревич А.П. // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 1. С. 191-195.
- [38] Анциферов В.В., Алимбиев А.И., Иванов Е.В., Хабурзания Г.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 121-126.
- [39] Анциферов В.В., Хабурзания Г.В., Шкадаревич А.П. // ЖПС. 1992. Т. 49. № 4. С. 756-758.
- [40] Анциферов В.В. Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1973.
- [41] Анциферов В.В., Кривошеков Г.В., Фомин К.Г. // Изв. вузов. Радиотехника. 1967. Т. 10. № 6. С. 879-880.
- [42] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физматгиз, 1963. 640 с.
- [43] Рождественский К.Н. // РиЭ. 1963. Т. 8. № 12. С. 2043-2045.
- [44] Круглик Г.С., Скрипко Г.А., Шкадаревич А.П. и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1207-1213.

Сухумский физико-технический
институт им.И.Н.Векуа

Поступило в Редакцию
23 июня 1992 г.