

УДК 621.387.41

В. В. АНЦИФЕРОВ, В. С. ПИВЦОВ,
В. Д. УГОЖАЕВ, К. Г. ФОЛИН
(Новосибирск)

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Обсуждение причин типичного для всех известных типов твердотельных лазеров режима нерегулярных незатухающих пульсаций продолжается до последнего времени [1, 2]. Возрастающие потребности практического использования таких лазеров усиливают интерес к вопросу.

Столь длительная дискуссия (первые работы появились примерно десять лет назад), по-видимому, объясняется тем, что достаточно общее теоретическое решение задачи с учетом основных факторов: одновременное выполнение пороговых условий для большего числа мод резонатора, пространственное распределение инверсии и поля, температурные искажения линии усиления и резонатора,— представляется практически нереализуемым. Хорошо известно, что даже в простейшем случае, когда уравнения для поля и инверсии сводятся к уравнениям баланса и не учитывается ни один из перечисленных факторов, возможно только приближенное решение. (Краткий обзор попыток теоретического решения задачи см., например, в [2].)

В [3] на основе ранее известных и полученных в [3—5] экспериментальных данных была сделана попытка качественного объяснения известных разновидностей режима свободной генерации рубинового лазера. Согласно предложенной в этой работе модели, основные особенности режима генерации определяются действием пространственной неоднородности инверсии, образующейся при генерации мод лазера. Суть объяснения нерегулярных незатухающих пульсаций кратко состоит в следующем. Как известно, в твердотельных лазерах временные характеристики активных сред таковы, что в переходном режиме должны иметь место регулярные затухающие пички (см., например, [6]). Если моды, возбуждающиеся в пичке, неравномерно снимают инверсию в объеме активного стержня, после затухания пичка большим усилением будут обладать моды с другим пространственным распределением. Качественно это можно проиллюстрировать на примере возбуждения в пичке одной моды типа TEM_{00} , что обычно имеет место при возбуждении нулевой поперечной моды в ОКГ с плоскими зеркалами (см., например, [7]). Запишем продольное распределение интенсивности моды $I_k(x)$ с $q=k$ в плоском резонаторе без потерь длиной L

$$I_k(x) = I_{0k} \sin^2 \frac{k\pi}{L} x. \quad (1)$$

После того, как в каком-либо из пичков «прогенерирует» такая мода, продольное распределение инверсии в активном стержне в пренебрежении пространственной диффузией можно описать выражением

$$N(x) = N_0 - DI_{0k} \sin^2 \frac{k\pi}{L} x, \quad (2)$$

где N_0 — начальный уровень инверсии с учетом накачки; D — постоянный коэффициент. Соотношения (1) и (2) качественно характеризуют поле и инверсию в любой момент времени генерации моды, в том числе и после затухания пичка, когда интенсивность «прогенерировавшей» моды, как показано в [8], уменьшается до уровня спонтанных шумов и даже ниже.

В этих условиях эффективный коэффициент усиления, как функция номера моды m , будет пропорционален интегралу

$$\alpha(m) \sim \int_{x_0}^{x_0+l} I_{0m} \sin^2 \frac{m\pi}{L} x B \left(N_0 - D \sin^2 \frac{k\pi}{L} x \right) dx. \quad (3)$$

Здесь B — коэффициент Эйнштейна; l — длина активного стержня; x_0 — координата одного из торцов активного стержня. Интегрируя при условии, что в точке x_0 находится узел стоячей волны, получаем

$$\alpha(m) \sim C \left[l - \frac{l}{2} \frac{\sin 2\pi(k-m)\frac{l}{L}}{2\pi(k-m)\frac{l}{L}} \right], \quad (4)$$

где C — постоянная.

Таким образом, видим, что в общем случае после генерации моды с индексом k коэффициент усиления будет различным для мод с разными индексами, а для «прогенерировавшей» моды — минимальным. Количественные оценки, проведенные по методике, использованной в [9], показывают, что характеризуемая этим соотношением разница в усилении мод намного превышает величину, необходимую для смены мод от пичка к пичку. Как показывают многочисленные эксперименты, такая смена всегда имеет место, если пороговые условия выполняются более чем для одной моды. Поскольку объемы возбуждения мод частично совмещены, изменение инверсии после генерации любой из них приводит к изменению коэффициента усиления для всех остальных.

Следовательно, для каждой моды имеет место в общем случае нерегулярная модуляция усиления, приводящая к сбоям процесса балансировки величин поля и инверсии и к затягиванию нестационарного режима на все время накачки. Фактически в описанной модели генерация в режиме нерегулярных незатухающих пульсаций есть чередование начальных стадий переходного процесса для различных мод, взаимно влияющих друг на друга.

Когда устраняется продольная и поперечная неоднородность инверсии в случае генерации TEM_{mq} -мод в ОКГ со сферическими зеркалами, имеют место регулярные затухающие пички и квазистационарный режим всегда устанавливается в начале генерации [10] (при этом длина резонатора при неизменном радиусе кривизны зеркал может изменяться в очень широких пределах). Если сглаживание пространственной неоднородности инверсии производится в ОКГ с плоскими зеркалами, когда генерируют TEM_{mq} -моды [4] и TEM_{00q} -моды выделяются с помощью диафрагм [3], пульсации регуляризируются, появляется явно выраженное затухание (см. рис. 1 в [4] и рис. 1 и 2 в [3]). Однако последнее носит немонотонный характер, часто сменяется нарастающим, так что переходный режим затягивается на все время генерации.

линии усиления. Основной причиной, препятствующей установлению квазистационарного режима, по-видимому, являются термические и механические возмущения в активном стержне, по отношению к которым резонатор с плоскими зеркалами значительно критичнее, чем со сферическими.

Обсуждение роли таких возмущений подробно приведено в [2], где убедительно показано, что следствием их всегда являются пульсации выходного излучения лазера. Однако с выводом авторов о том, что этот фактор преобладает над другими и является основной причиной режима хаотических незатухающих пиков, в том числе и в импульсных лазерах, нельзя согласиться.

Обратимся к экспериментальным фактам:

1. Как уже отмечалось выше, при сглаживании пространственной неоднородности инверсии пульсации рубинового импульсного ОКГ нельзя уже назвать ни хаотическими, ни незатухающими [3, 4].

2. В [11, 12], где так же, как и в [2], исследовался лазер на YAG:Nd^{+3} с непрерывной накачкой, беспиковый режим получался только при сглаживании пространственной неоднородности инверсии либо методом бегущей среды [11], либо методом компенсируемой фазовой модуляции [12]. У нас нет возможности подробно сравнить условия эксперимента в [2, 11 и 12]. По-видимому, они отличались, поскольку в [2] пикки устранялись механической стабилизацией. Однако сопоставление этих результатов говорит о том, что и в ОКГ со стационарным тепловым режимом (непрерывная накачка) пространственная неоднородность инверсии может приводить к пиковому режиму.

3. Приведем экспериментальные результаты, полученные нами в последнее время для импульсного рубинового ОКГ.

На рис. 1 приведены осциллограммы выходного излучения рубинового ОКГ с плоскими зеркалами. Генерация на TEM_{00q} -модах обеспечивалась с помощью двух диафрагм диаметром 1,4 мм по обеим сторонам активного стержня с размерами $\varnothing 7 \times 120$ (180) мм с сапфировыми наконечниками в резонаторе длиной более 150 см. Полностью устранялась паразитная селекция. На рис. 1, а приведена осциллограмма обычного пикового режима, получающегося в этих условиях. На рис. 1, г показана аналогичная осциллограмма для случая, когда проводилось сглаживание продольной неоднородности инверсии методом компенсируемой фазовой модуляции (КФМ) (см., например, [4]). На рис. 1, б и в даны осциллограммы, полученные для случаев при включении или выключении модулирующего напряжения в процессе генерации (для наглядности это напряжение с частотой 4 МГц подавалось на второй луч осциллографа ОК-25). Хорошо видно, что сглаживание пространственной неоднородности инверсии переводит режим хаотических незатухающих пиков в режим регулярных, быстро затухающих к квазистационарному уровню пульсаций. Прекращение такого воздействия дает обратный эффект. На рис. 2, а и б приведены щелевые развертки во времени интерферограмм выходного излучения, соответствующие осциллограммам на рис. 1, а и г. Разрешение интерферометра было порядка одного межмодового расстояния (10^{-3} см^{-1}). Рассчитанное с использованием интерферометрических измерений, сделанных независимо при той же энергии накачки по методике работы [13], нагревание активного стержня за время накачки составляло приблизительно 6°C . Таким

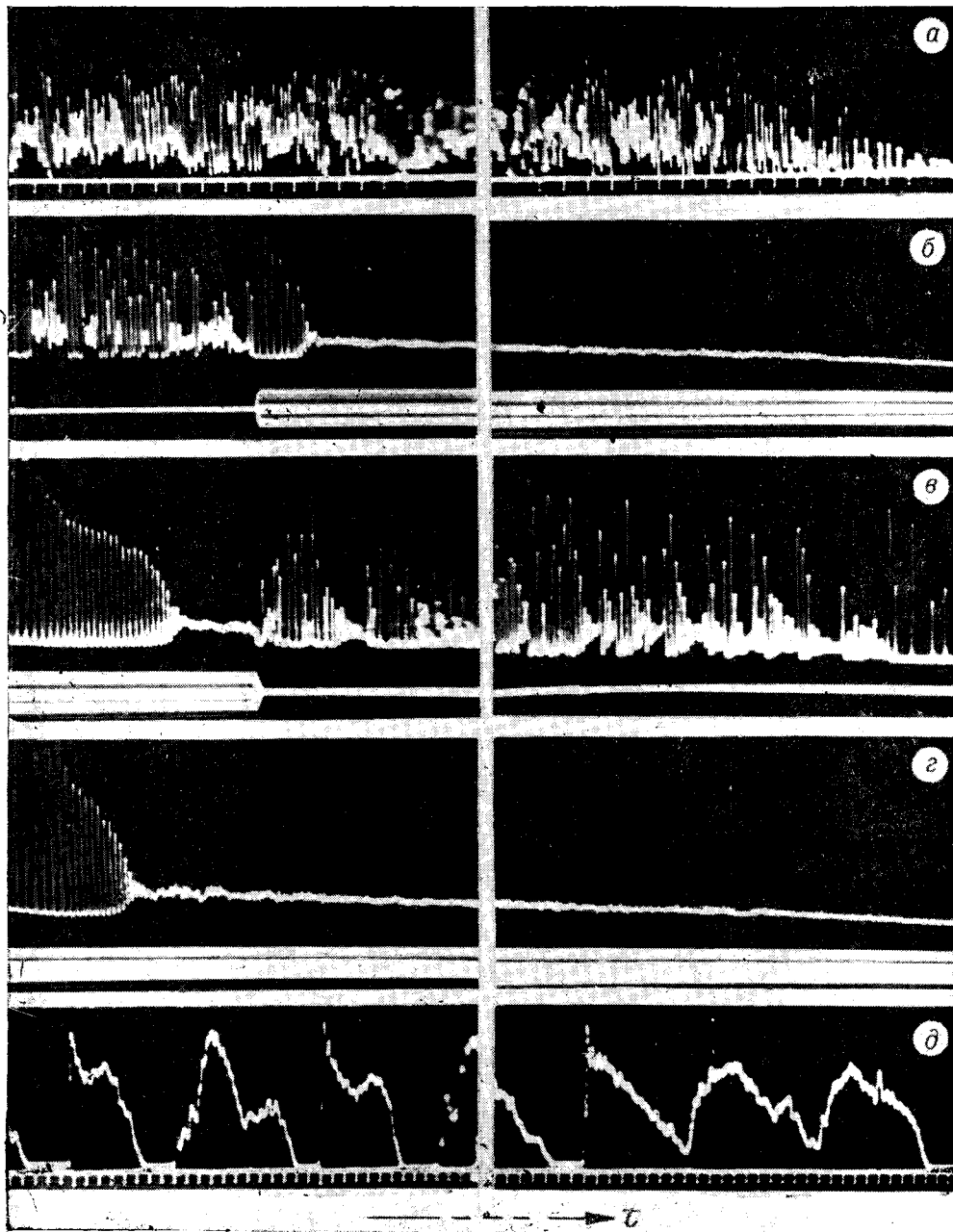


Рис. 1. Осциллограммы кинетики излучения рубинового ОКГ в плоском резонаторе при генерации TEM_{00q} -мод и трехкратном превышении порога:

a — обычный режим свободной генерации, метки 20 мкс; *б* — задержка включения модулирующего высокочастотного поля на 200 мкс от начала генерации; для контроля модулирующее напряжение подается на второй луч осциллографа; *в* — выключение модулирующего поля спустя 200 мкс после начала генерации; *г* — генерация ОКГ с КФМ в течение всей генерации; генерация ОКГ при расстройке зеркал резонатора на несколько угловых минут с применением метода КФМ; метки 10 мкс. Для получения лучшего разрешения пульсаций излучения начало и конец генерации снимались на двух осциллографах ОК-25 одновременно.

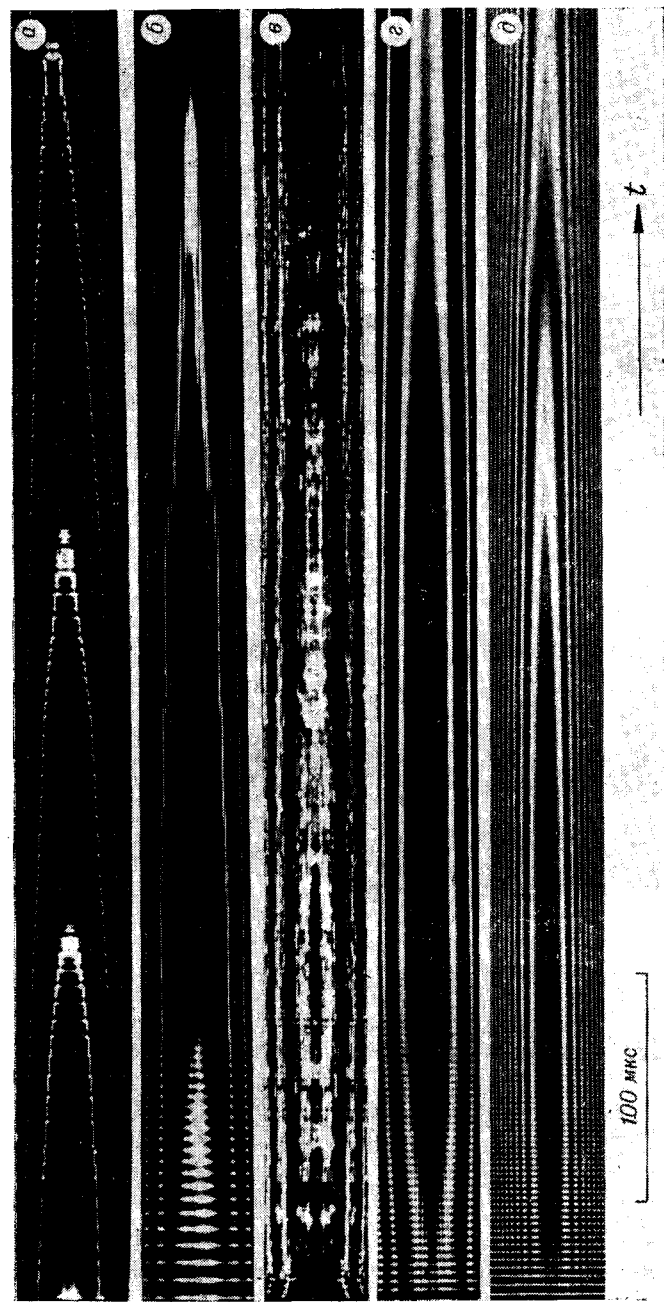


Рис. 2. Временные развертки спектра излучения рубинового лазера при генерации TEM_{00q} -мод в плоском резонаторе ($a, б$) и TEM_{mnq} -мод в близком к концентрическому резонаторе ($в, г, д$); $a, в$ — без КФМ; $б, г, д$ — с КФМ. Область дисперсии эталона Фабри — Пэро составляла $0,24 \text{ \AA}$ ($a - в$) и $0,08 \text{ \AA}$ ($б$).

образом, смещение линии генерации (см. рис. 2, б) примерно равно смещению линии люминесценции на $\Delta\lambda \approx 0,5 \text{ \AA}$ [14]. Значит, в случае, характеризуемом рис. 2, а, линия генерации «обогнала» центр линии усиления примерно в 1,5 раза. В отличие от [3, 7] здесь не происходит периодического возвращения линии генерации. Этот факт заслуживает дополнительного обсуждения. Здесь же следует отметить, что такой «обгон» явно свидетельствует о том, что смена мод от пичка к пичку, а следовательно, и сами пички являются следствием продольной неоднородности инверсии и исчезают при ее устранении. Из рис. 2, а ясно видно, как чередуются, не завершившись, переходные процессы для различных мод, порождавая режим нерегулярных (особенно по амплитуде, см. рис. 1, а) незатухающих пичков.

Более чем на порядок меньшие по величине остаточные пульсации в квазистационарном режиме (см. рис. 1, г), по-видимому, обусловлены термическими возмущениями резонатора. При уменьшении диаметра диафрагм канал генерации сужается, и такие возмущения действуют все более эффективно, приводя при диаметрах 1 мм к режиму, описанному в [3] и обсуждавшемуся выше. При этом в дальней зоне наблюдается небольшое сканирование по углу, как показали временные развертки на скоростном фоторегистраторе. Это наводит на мысль, что в основном влияние термических искажений сводится к разъюстировке резонатора при неравномерном нагревании канала генерации, что эквивалентно изменению потерь, особенно с учетом диафрагм. Этот вывод подтверждается тем, что при постепенной разъюстировке зеркал резонатора величина пульсаций возрастает, и при углах в несколько минут появляется 100%-ная низкочастотная модуляция излучения (см. рис. 1 д).

ОКГ со сферическими зеркалами менее критичны к разъюстировке, в них в широком диапазоне изменения длины резонатора и радиусов кривизны зеркал возможно сглаживание продольной и поперечной неоднородности инверсии, что, как показано в уже упоминавшейся работе [10], всегда приводит к быстрому установлению квазистационарного режима. На рис. 2 приведены развертки во времени спектра выходного излучения ОКГ на рубине с резонатором, слегка расстроенным от концентрического: в — без применения метода КФМ; г, д — с применением метода КФМ. На осциллограмме, соответствующей рис. 2, в, которая для краткости не приводится, зависимость интенсивности от времени характеризуется небольшими пульсациями на фоне большой постоянной составляющей. К такому виду постепенно трансформируется режим хаотических незатухающих пичков при изменении радиуса кривизны зеркал от ∞ (плоский резонатор) до величин, сравнимых с длиной резонатора. Такая трансформация объясняется возбуждением все большего количества мод, несинхронное чередование которых и создает постоянную составляющую интенсивности. Однако на развертке спектра четко видны пички на разных частотах. Спектр такого вида обсуждался в [2]. Однако, как видно из рис. 2, г и д (область дисперсии эталона 0,24 и 0,08 \AA соответственно), сглаживание пространственной неоднородности инверсии качественно изменяет динамику спектра: устанавливается квазинепрерывный режим генерации. Конечно, и здесь имеют место малые флюктуации интенсивности мод, обусловленные возмущениями резонатора, но они и количественно отличаются более чем на порядок и качественно представляют другое явление.

Особенно четко роль пространственной неоднородности инверсии иллюстрирует обнаруженная нами особенность генерации ОКГ со сферическими зеркалами, которую можно назвать «инерцией режима». На

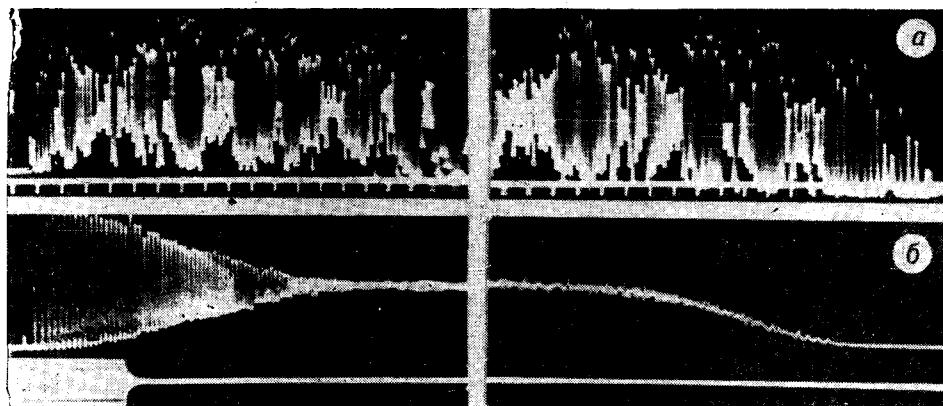


Рис. 3. Осциллограммы выходного излучения рубинового лазера со сферическими зеркалами в обычном режиме (а) и с КФМ в начале генерации (б) (модулирующее напряжение подается на второй луч осциллографа).

рис. 3, а приведена осциллограмма излучения такого ОКГ без КФМ, на рис. 3, б — осциллограмма для случая, когда модулирующее напряжение включалось в начале генерации. В отличие от ОКГ с плоскими зеркалами режим регулярных затухающих к стационарному уровню пульсаций при этом не срывается. Такую «инерцию режима» можно объяснить тем, что в ОКГ со сферическими зеркалами в некоторой окрестности критических конфигураций в начале генерации из-за одновременного выполнения пороговых условий по всему сечению активного стержня или еще по каким-либо причинам число одновременно возбуждающихся мод недостаточно для равномерного снятия инверсии. Образующиеся неоднородности ее пространственного распределения в дальнейшем служат своеобразным «селектором», так что в течение всей накачки имеет место беспорядочное чередование мод, приводящее к нестационарному режиму. Устранение неоднородностей в начале генерации приводит к возбуждению в пичке большого количества мод, равномерно снимающих инверсию, что и определяет характер режима до конца генерации. При этом развертка спектра совершенно аналогична приведенной на рис. 2, г.

Полученные в [3—5, 10] и в данной работе результаты в сочетании с обсуждавшимися работами других авторов, по нашему мнению, дают достаточные основания для следующих выводов:

1) при выполнении пороговых условий более чем для одной моды основной причиной режима нерегулярных незатухающих пичков в импульсных твердотельных ОКГ является образующаяся в процессе генерации пространственная неоднородность инверсии, приводящая к скачкообразной нерегулярной смене мод;

2) сглаживание пространственной неоднородности инверсии в таких ОКГ является необходимым, но не всегда достаточным условием получения квазинепрерывного режима генерации. В ОКГ с плоскими зеркалами термические и механические возмущения резонатора при определенных условиях (выделение узкого канала генерации диафрагмами, работа вблизи порога, разъюстировка зеркал и пр.) могут приводить к существенной нерегулярной модуляции интенсивности выходного излучения.

Авторы признательны А. С. Кучьянову и А. В. Гайнеру за помощь в выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Л. Лившиц. О природе пиковой генерации лазеров.— Докл. АН СССР, 1970, т. 194, № 6.
2. Г. Н. Винокуров, Н. М. Галактионова, В. Ф. Егорова, А. А. Мак, Б. М. Седов, Я. И. Ханин. О пиковой структуре излучения твердотельных лазеров.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 2.
3. К. Г. Фолин, В. В. Анциферов, Б. В. Аникеев, В. Д. Угожаев. Динамика ОКГ на рубине в режиме свободной генерации.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 4.
4. К. Г. Фолин, В. В. Анциферов. Кинетика генерации, спектр и направленность излучения ОКГ на рубине с пространственно-однородной инверсной населенностью.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, № 7.
5. В. В. Анциферов, Г. В. Кривошеков, К. Г. Фолин. Влияние неоднородности поля в активном стержне на динамику ОКГ на рубине.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 2.
6. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. М., «Советское радио», 1967.
7. В. И. Малышев, А. С. Маркин, А. А. Сычев. Кинетика спектра свободной генерации ОКГ на рубине при исключении дискриминации мод.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 2.
8. В. Н. Беспалов, А. В. Гапонов. Статистические характеристики автомодуляции излучения лазера на твердом теле.— ИВУЗ, Радиофизика, 1965, т. 8, № 1.
9. W. R. Sooy.— The Natural Selection of Modes by Saturable Filters.— Appl. Phys. Lett., 1965, v. 7, № 2.
10. В. В. Анциферов, К. Г. Фолин, В. С. Пивцов, В. Д. Угожаев. Основные особенности свободной генерации ОКГ на рубине в сферическом резонаторе с электрооптическим сглаживанием пространственной неоднородности поля.— ЖТФ, 1971, т. 41, № 12.
11. H. G. Danilmeier, W. G. Nilsen. Spontaneous Single Frequency Output from a Spatially Homogeneous Nd:YAG Laser.— Appl. Phys. Lett., 1970, v. 16, № 3.
12. H. G. Danilmeier, E. H. Turner. Electrooptic Elimination of Spatial Hole Burning in Lasers.— Appl. Phys. Lett., 1970, v. 16, № 3.
13. А. П. Ведуга, А. М. Леонтович. Измерение температуры рубиновых стержней ОКГ во время накачки по изменению двойного лучепреломления.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 5.
14. J. D. Abella, H. Z. Cummins. Thermal Tuning of Ruby Optical Maser.— J. Appl. Phys., 1961, v. 32, № 6.

*Поступила в редакцию
9 марта 1972 г.*