

покрытия пренебрежимо малой толщины. В этом случае $G = S(1 + H)/(1 - S)$, где S — доля поверхности, покрытая металлом [3]. Если G и H заданы, то из этого равенства можно найти S . На рис. 5 величина S представлена кривой 5. Прямыми 3' и 4', как и на предыдущих рисунках, показаны значения R_0^E и R_0^H при анизотропном выводе энергии через зеркало 2; их следует сравнивать с кривыми 3 и 4.

ВЫВОДЫ

Результаты работы могут оказаться полезными при расчете и конструировании лазеров с линейной поляризацией излучения. Вывод энергии из резонатора может осуществляться через анизотропное зеркало. Другой вариант, когда анизотропное зеркало является «глухим» для выделяемой поляризации, а вывод энергии производится через изотропное зеркало, представляется менее благоприятным с точки зрения выполнения анизотропного зеркала.

Металлическое покрытие зеркала считалось идеально проводящим. Это оправдано для ИК-области, в то же время для видимой области спектра необходим учет конечного поглощения в металле, что может быть сделано на основе результатов работы [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Третьяков О. А., Шестопапов В. П. Дифракция электромагнитных волн на плоской металлической решетке, лежащей на диэлектрическом слое.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Радиофизика, 1963, т. 6, вып. 3.
2. Автономов В. П. и др. Селекция линий CO₂-лазера при помощи дифракционного отражающего интерферометра.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 6.
3. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах.— Новосибирск: Наука, 1975.
4. Leeb W. R. Tunable metal film filters as narrowband ir laser reflectors.— Appl. Opt., 1976, vol. 15, N 3.
5. Троицкий Ю. В. Управление профилем интерференционных полос в многолучевом отражающем интерферометре.— Опт. и спектр., 1979, т. 46, вып. 4.
6. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Мосолов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Харьк. гос. ун-т, 1973.

Поступила в редакцию 8 апреля 1983 г.

УДК 621.373.826

А. Я. СМЕРНОВ

(Минск)

ЛАЗЕРЫ С УЗКИМ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРИВЯЗАННЫМ К АТОМНЫМ ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЕЩЕСТВ

Высокие потенциальные возможности лазеров как источников монохроматического излучения для целей спектроскопии и спектрального анализа, метрологии, голографии, фотохимии могут быть успешно реализованы лишь в том случае, если характеристики их излучения будут удовлетворять ряду требований. Так, для многих научных и прикладных задач, связанных с резонансным воздействием на вещество (лазерная фотохимия, разделение изотопов, светодиффузия частиц и пр.), для атомного спектрального анализа, голографии требуются высокая спектральная плотность излучения, стабильный и хорошо воспроизводимый узкий спектр генерации, возможность непрерывной или дискретной перестройки

спектра в широком интервале и точной настройки его на выбранную длину волны. Наиболее перспективными для создания таких источников излучения являются лазеры с широкой полосой усиления, а именно лазеры на красителях, F -центрах, полупроводниковые лазеры. Излучение этих лазеров перекрывает практически всю область спектра от ультрафиолетовой до средней инфракрасной и в пределах полосы усиления активной среды может плавно перестраиваться. Однако для их практического применения спектр генерации необходимо сужать и стабилизировать.

Широко распространенные в настоящее время методы управления спектром излучения широкополосных лазеров основаны на использовании различного рода дисперсионных резонаторов, возможности которых подробно рассмотрены в [1]. Они обеспечивают получение необходимой ширины линии излучения и настройки ее на выбранную длину волны с плавной перестройкой в пределах полосы усиления красителя. Однако при получении экстремально узких линий генерации (порядка 10^{-3} А и уже) необходимо иметь несколько однотипных или комбинацию различных селективирующих элементов (дифракционные решетки, интерферометры, призмы и т. п.), что сильно усложняет конструкцию резонатора, приводит к большим энергетическим потерям в излучении лазера и ограничивает возможности перестройки спектра. Кроме того, использование этих методов селекции не решает важной для практики проблемы стабильности и воспроизводимости длины волны генерации. Для улучшения стабильности спектра и его монохроматичности приходится по возможности устранять все возмущающие резонатор факторы, поддерживать постоянными многие параметры активной среды и накачки, проводить периодический контроль и подстройку линии генерации к выбранной длине волны. В одночастотном режиме генерации для достижения высокой воспроизводимости длины волны в лазерах непрерывного действия применяются сложные электронные системы автоподстройки частоты генерации к частоте внешнего эталона и контроля за ней (см., например, [2, 3]). Но для импульсных лазеров с малой частотой повторения, характерной для лазеров на красителях, такие схемы стабилизации с обратной связью практически не отработаны.

В данной работе рассматриваются лазерные источники узкополосного и стабильного по частоте излучения в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, получаемого с помощью разработанных в последние годы резонансных фазово-поляризационных методов управления спектром генерации лазеров с широкой полосой усиления. Методы эти основаны на использовании индуцируемой внешним полем в среде резонансной фазовой анизотропии, которая при наличии в резонаторе амплитудного поляризатора приводит к селективным по частоте в пределах полосы усиления потерям. Общие принципы таких методов сформулированы в [4], а многие их варианты успешно реализованы в газовых [5—7] и полупроводниковых [8] лазерах, а также в лазерах на красителях [9—12].

В общем случае необходимая для получения селективных потерь резонатора резонансная фазовая анизотропия (циркулярная и линейная) может индуцироваться, как показано в [4, 5], в усиливающей или поглощающей среде с помощью магнитного (продольного и поперечного), электрического и электромагнитного полей (резонансные эффекты Фарадея, Коттона — Мутона, Штарка, Керра). В данной статье будут рассмотрены лазеры на красителях, в которых фазовая анизотропия индуцируется в поглощающей среде внутри лазерного резонатора с помощью продольного и поперечного магнитных полей, т. е. применяется фарадеевский поворот плоскости поляризации световой волны на линии поглощения и разность набега фаз для волн с линейными ортогональными поляризациями.

В работах [9, 10], использующих резонансный эффект Фарадея, для создания селективных по частоте потерь поглощающая среда в продоль-

ном магнитном поле помещена между двумя скрещенными поляризаторами. В этой схеме оптимальным углом поворота плоскости поляризации является угол, равный 90° . Для обеспечения такого поворота требуются достаточно высокие оптические плотности k_{ol} поглощения [11] ($k_{ol} = 6,28$ для лоренцевского и $5,15$ для доплеровского контуров), а для уменьшения потерь вследствие поглощения — большие зеемановские расщепления контура. Это, естественно, накладывает серьезные ограничения на параметры поглощающей среды, величину магнитного поля и энергетическую эффективность преобразования энергии генерации. Сужение и привязка спектра излучения в [9, 10] возможны только к центральной частоте контура выбранной линии поглощения.

Предложенные в [5] более общие схемы резонаторов для сужения и привязки спектров генерации лазеров, наряду с активной средой и поглощающей ячейкой в магнитном поле, содержат амплитудный поляризатор и нерезонансный фазовый элемент. Эти устройства эффективно работают при малых величинах фазовой анизотропии ($k_{ol} < 1$) и дают возможность компенсировать с помощью фазового элемента создаваемые анизотропией среды потери как в центре контура поглощения [11], так и за его пределами [12], внося дополнительные потери для всех других частот в области полосы усиления лазера.

Рис. 1 иллюстрирует такую компенсацию и показывает зависимости угла поворота ψ плоскости поляризации световой волны при наложении продольного магнитного поля (а) и разности набега фаз φ для волн с линейными ортогональными поляризациями в поперечном магнитном поле (б). По оси абсцисс на рис. 1 отложена величина $\Delta = 2\sqrt{\ln 2}(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$, характеризующая относительную отстройку частоты ν от центра ν_0 доплеровски уширенной линии поглощения. Эти зависимости приведены для зеемановского расщепления $\Delta_H = 0,55\Delta\nu_D$, при котором достигается максимальный угол поворота ψ_{max} плоскости поляризации на частоте ν_0 , связанный с оптической плотностью среды соотношением [13] $\psi_{max} = 0,305k_{ol}$. Зависимость $\psi(\Delta)$ является четной относительно ν_0 . Она позволяет компенсировать поворот плоскости поляризации в среде и обусловленные им дополнительные потери (при наличии в резонаторе поляризатора) в узком интервале частот вблизи центра контура поглощения (см. рис. 1, а), а также для двух частот, симметрично расположенных по отношению к ν_0 . Нечетная относительно ν_0 зависимость $\varphi(\Delta)$ дает возможность компенсировать дополнительные потери, создаваемые линейной фазовой анизотропией, на боковой части контура поглощения (см. рис. 1, б). Соответственно этому происходят сужение спектра генерации и его привязка к центральной или определенным боковым частотам. Изменением ориентации главных осей фазового элемента или направления поперечного магнитного поля на 90° можно производить перестройку минимума потерь и узкой линии генерации с одной стороны контура на другую. Очевидно, что если в полосу усиления лазера попадает несколько линий поглощения с близкими параметрами, то привязка спектра осуществляется одновременно ко всем этим линиям.

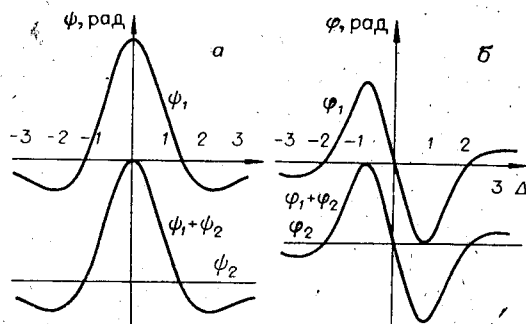


Рис. 1. Частотные зависимости величины циркулярной (а) и линейной (б) фазовых анизотропий, возникающих в поглощающей среде (ψ_1, φ_1), нерезонансном фазовом элементе (ψ_2, φ_2), и результирующие зависимости ($\psi_1 + \psi_2, \varphi_1 + \varphi_2$) в пределах контура поглощения:

Δ — относительная отстройка частоты от центра контура.

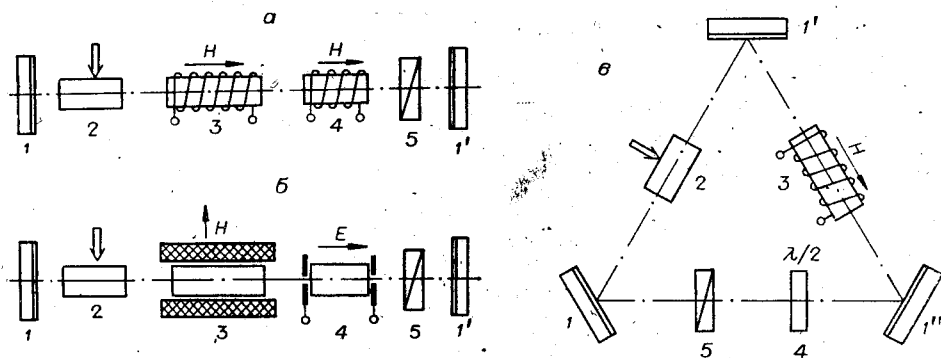


Рис. 2. Схемы устройств лазерных резонаторов для фазово-поляризационной привязки спектра излучения лазеров к линиям поглощения веществ:

1, 1', 1'' — зеркала резонатора; 2 — кювета с активной средой, стрелкой обозначена оптическая накачка; 3 — поглощающее вещество в продольном (а, в) и поперечном (б) магнитных полях; 4 — нерезонансный фазовый элемент; 5 — поляризатор.

Выполненный методами матриц Джонса расчет потерь резонатора, содержащего перечисленные выше элементы, показал, что при определенных значениях параметров поглощающего перехода, зеемановского расщепления контура и характеристик поляризатора для случая, когда поглощающая среда находится в продольном магнитном поле, пропускание такого резонатора на центральной частоте контура поглощения может достигать величины более 99% при сравнительно невысоких напряженностях этого поля (до 2 кЭ) и оптических плотностях $k_0 l$ порядка $1 \div 2$, оставаясь достаточно малым за пределами контура.

Различные варианты схем лазерных резонаторов для осуществления сужения и привязки спектра излучения лазеров с широкой полосой усиления к линиям поглощения веществ с поглощающей средой в магнитном поле даны на рис. 2. В качестве фазового элемента 4 устройства, представленного на схеме рис. 2, а, может применяться любой нерезонансный фарадеевский вращатель из прозрачного материала с подходящей постоянной Верде. Например, для ультрафиолетовой области спектра можно использовать кристаллический кварц, в видимой области — тяжелый флинт, а для ближней ИК-области наиболее подходящий материал — тербиевое стекло определенных марок. В схеме рис. 2, б элементом 4 является электрооптический кристалл. В лазерах с небольшой мощностью излучения поляризатором могут служить окошки лазерной кюветы и поглощающей ячейки со стороны этой кюветы, установленные под углом Брюстера к оси резонатора. Между поглощающей средой 3 и элементом 4 амплитудной анизотропии быть не должно. С ростом мощности генерации для создания необходимой величины дополнительных потерь нужен, как показывают расчет и эксперименты, более сильный поляризатор.

Для привязки спектра излучения к линиям поглощения веществ в лазерах с линейным резонатором с помощью нерезонансного фазового элемента 4 устанавливают дополнительные потери, приводящие к уменьшению мощности генерации до величины, близкой к пороговой. Затем увеличением напряженности магнитного поля в ячейке создают фазовую анизотропию противоположного знака в области одной или нескольких линий поглощения и компенсируют эти потери на длинах волн, соответствующих центрам или другим участкам контуров этих линий. В результате интенсивная генерация возникает лишь в узком интервале частот, в котором скомпенсированы дополнительные потери.

Экспериментально сужение и привязка спектра генерации к линиям поглощения веществ реализованы в импульсных лазерах на красителях с ламповой и лазерной накачками в режиме одиночных импульсов генерации. В лазерах с ламповой накачкой использован этанольный раствор родамина 6Ж. Привязка осуществлена к линиям поглощения неона в электрическом разряде с $\lambda = 585,25; 588,2; 594,5; 597,55$ нм и к желтому дублету натрия с $\lambda = 588,99$ и $589,59$ нм при атомизации его в

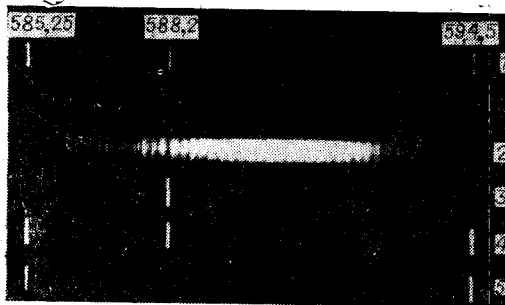


Рис. 3. Спектры люминесценции неона (1) и генерации лазера на родамине 6Ж (2—5) в отсутствие сужения и привязки (2) и в режиме привязки к линиям поглощения неона (3—5) при различных напряженностях магнитного поля в поглощающей среде.

мине 6Ж к центрам линии поглощения неона с $\lambda = 585,25; 588,2$ и $594,5$ нм показана на рис. 3. Переключение генерации по линиям поглощения неона производилось в данном случае изменением напряженности магнитного поля в поглощающей среде. Наблюдаемые изменения интенсивностей линий генерации и порядок их появления при изменении ΔH связаны с различиями в коэффициентах поглощения на соответствующих переходах неона.

При наложении на поглощающую среду поперечного магнитного поля привязка спектра на этих же линиях поглощения неона происходит к боковой частоте, расположенной примерно на расстоянии ширины контура от его центра. Меняя направление нерезонансной фазовой анизотропии в электрооптическом кристалле 4 (см. рис. 2, б) на обратное, узкую линию генерации можно переключать с одной стороны контура поглощения на другую с высокой воспроизводимостью длины волны.

Исследования ширины одиночной линии генерации с помощью интерферометра Фабри — Перо с базой 3 см и шириной апературной функции $2 \cdot 10^{-4}$ нм при привязке спектра к линиям поглощения неона и натрия обоими способами показали, что минимально достижимая ширина линии излучения лазеров не превышает $2 \cdot 10^{-4}$ нм, а ее воспроизводимость за $8 \div 10$ вспышек с интервалом 2—3 мин не выходит за пределы диапазона $2 \cdot 10^{-4}$ нм. В этом случае генерация происходит на одной продольной моде. В то же время изменением магнитного поля в ячейке можно получить генерацию на нескольких частотах, т. е. имеется возможность управлять шириной линии излучения.

При сужении спектра с $8-15$ нм до величины порядка 10^{-4} нм с привязкой к одной линии поглощения неона энергия генерации в импульсе уменьшалась от 3 до 5—7 раз, а при привязке одновременно к 3—4 линиям поглощения практически не изменялась. Привязка и сужение спектра к двум указанным выше линиям поглощения натрия сопровождалось уменьшением энергии не более чем в 2 раза. Имеется в виду уменьшение энергии по отношению к широкому спектру при наличии в резонаторе лазера всех необходимых для привязки спектра элементов, потери на которых обычно невелики.

Возможность сужения и привязки спектра генерации лазера на красителе с когерентной накачкой к линиям поглощения веществ фазово-поляризационным способом продемонстрирована на примере лазера на криптоцианине № 4567 с накачкой красителя излучением рубинового ОКГ. Привязка спектра осуществлена к центрам линий поглощения неона с $\lambda = 724,52$ нм и калия с $\lambda = 766,5$ и $769,9$ нм. Получены примерно аналогичные характеристики излучения. Однако в этом случае для эффективного сужения спектра требуются значительные величины поглощения, так как для снижения энергии генерации до величины, близкой

к пороговой, необходим поворот плоскости поляризации волны на $30-40^\circ$. В лазерах с ламповой накачкой для этих целей достаточно поворота на $8-15^\circ$ при оптической плотности поглощения k_0l от 0,4 до 1.

В лазерах, генерирующих излучение в длинноволновом диапазоне видимой и ближней инфракрасной областей спектра, могут возникать определенные трудности с подбором фарадеевских вращателей, обладающих малыми потерями, но значительным удельным вращением плоскости поляризации. Эти трудности можно обойти в лазерах с кольцевым резонатором, в которых в качестве нерезонансного вращателя плоскости поляризации можно использовать линейные фазовые пластинки, близкие к полуволновым ($\lambda/2$ -пластинки). С их помощью легко получить необходимый поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света в любой области спектра. Кроме того, в кольцевых лазерах энергетически эффективнее происходит сужение спектра генерации в силу меньшей пространственной неоднородности насыщения усиления.

Расчет потерь кольцевого резонатора, изображенного на рис. 2, в, показал, что в таком лазере в зависимости от условий возможны два режима генерации: режим однонаправленной генерации с привязкой спектра излучения к центру контура поглощения и режим, при котором в одном направлении узкополосная генерация происходит в центре контура, а в другом — в двух узких интервалах частот на расстоянии нескольких ширин контура симметрично его центральной частоте ν_0 . Ширина области возможной генерации возрастает с ростом Δ_H .

Экспериментально такие режимы генерации получены в кольцевом лазере на роданине 6Ж с ламповой накачкой при привязке спектра к перечисленным выше линиям поглощения неона. Предварительно генерация в обоих направлениях распространения луча подавлялась поворотом на небольшой угол ($5-7^\circ$) оптической оси полуволновой пластинки от направления максимального пропускания поляризатора. Последующее наложение продольного магнитного поля определенной величины на поглощающую ячейку с неоном приводило к полностью однонаправленной генерации с узкими линиями, соответствующими центрам контуров поглощения неона. Спектры излучения при различных Δ_H были подобны приведенным на рис. 3. Как и в линейном лазере, привязка спектра могла быть получена к линии поглощения, отстоящей от края области генерации на расстояние до 10 нм. Второй режим генерации и уширение линии излучения достигаются подбором зеemanовского расщепления контура и оптической плотности среды. Углы поворота плоскости поляризации в экспериментах не превышали 15° , а оптические плотности были не более 1. Энергия излучения при переходе к одной узкой линии генерации уменьшалась не более чем в 7 раз.

Таким образом, в рассматриваемых лазерах сужение спектра генерации осуществляется одновременно с привязкой его к выбранным линиям поглощения исследуемых веществ. Длина волны генерации этих лазеров определяется в основном положением контура линии поглощения и слабо зависит от изменения параметров накачки, активной среды и резонатора. В результате автоматически решается задача стабильности и воспроизводимости узкого спектра генерации и обеспечивается точное совпадение длины волны (в пределах межмодового интервала) с выбранной на контуре поглощения частотой. Излучение оказывается точно настроенным на частоту резонансного перехода исследуемого вещества.

Как показали исследования, привязка спектра излучения таких лазеров может быть осуществлена одновременно или последовательно к выбранным линиям поглощения нескольких элементов, что важно для создания многоканальных спектрометров для целей многокомпонентного анализа веществ. Для учета неселективного поглощения в атомно-абсорбционном анализе [14] есть возможность получения двухволновой генерации с поочередным переключением излучения с одной длины волны на другую практически для любой выбранной для анализа линии поглощения. При этом одна из длин волн соответствует линии поглощения

анализируемого вещества, а другая — находится за ее пределами и не поглощается этим веществом. Созданные лазерные источники стабильного узкополосного излучения пригодны как для абсорбционного, так и для флуоресцентного анализа. Помимо аналитических целей и проведения ряда физических и спектроскопических исследований, они могут быть использованы в качестве задающих генераторов для привязки спектра излучения более мощных импульсных лазеров, в том числе и для стабилизации излучения лазеров с дисперсионными резонаторами. Эти лазеры энергетически достаточно эффективны, надежны в работе и сравнительно просты в эксплуатации. Они не требуют подстройки и контроля длины волны генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анохов С. П., Марусий Т. Я., Соскин М. С. Перестраиваемые лазеры.— М.: Радио и связь, 1982.
2. Man C. N., Cerez P., Brillat A., Hartmann F. A frequency stabilized CW dye laser for spectroscopic and metrological applications.— J. Phys. Lett., 1977, vol. 38, N 14.
3. Бегеров И. М. и др. Исследование свойств излучения непрерывного лазера на красителе.— В кн.: Лазеры с перестраиваемой частотой/Под ред. В. П. Чеботаева. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1980.
4. Войтович А. П. Фазово-поляризационные методы создания потерь, селективных по частоте в пределах контура усиления ОКГ.— ДАН БССР, 1975, т. 19, № 11.
5. Войтович А. П., Павлющик А. А., Пантелеев С. В. Фазово-поляризационные методы управления частотным спектром генерируемого излучения.— Квант. электроника, 1977, т. 4, № 1.
6. Войтович А. П., Пантелеев С. В. Селекция частот в газовых лазерах с помощью эффекта Фарадея в активной среде.— Опт. и спектр., 1977, т. 42, вып. 4.
7. Войтович А. П., Калянов В. С., Смирнов А. Я., Тепляшин Л. Л. Влияние индуцированной в активной среде линейной фазовой анизотропии на характеристики излучения газового лазера.— Журн. прикл. спектр., 1982, т. 36, вып. 5.
8. Войтович А. П. и др. Влияние двулучепреломления, индуцируемого магнитным полем, на спектр генерации полупроводникового лазера.— Квант. электроника, 1977, т. 4, № 5.
9. Endo T., Yabuzaki T., Kitano M., Sato T., Ogawa T. Frequency-locking of a CW dye laser to the center of the Sodium D lines by a Faraday filter.— IEEE J. Quant. Electron., 1977, vol. 13, N 10.
10. Endo T., Yabuzaki T., Kitano M., Sato T., Ogawa T. Frequency-locking of a CW dye laser to absorption lines of neon by a Faraday filter.— IEEE J. Quant. Electron., 1978, vol. 14, N 12.
11. Войтович А. П., Рунец Л. П., Смирнов А. Я. Сужение и привязка спектра излучения лазера на красителе к атомной линии поглощения.— Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 22.
12. Войтович А. П. и др. Управление спектром излучения лазеров с помощью линейной фазовой анизотропии, индуцируемой в усиливающей или поглощающей среде внешним магнитным полем.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 10.
13. Войтович А. П., Павлющик А. А., Шкадаревич А. П. Использование магнитооптических методов для атомного спектрального анализа.— ДАН БССР, 1977, т. 21, № 9.
14. Альтман Э. Л., Свешников Г. Б., Туркин Ю. И., Шолунов С. Е. Зеемановская атомно-абсорбционная спектроскопия (обзор).— Журн. прикл. спектр., 1982, т. 37, вып. 5.

Поступила в редакцию 2 марта 1983 г.

УДК 621.373

Г. Н. АЛФЕРОВ, В. И. ДОНИН, Г. Г. ТЕЛЕГИН
(Новосибирск)

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОЗДАНИЮ МОЩНОГО ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ

Лазеры на красителях являются незаменимыми источниками перестраиваемого по частоте когерентного излучения в широкой области спектра при решении целого ряда важных физических задач в лазерной спектроскопии, фотохимии, при разделении изотопов, в биофизике и т. д.