

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ В КОЛЬЦЕВЫХ ЛАЗЕРАХ

*В. И. Сардыко и А. Я. Смирнов*

Рассмотрена возможность использования естественного и магнитного кругового дихроизма для получения однонаправленной генерации в кольцевых лазерах. Показаны преимущества этого метода перед методом с применением циркулярно-фазовой анизотропии. В кольцевом He—Ne лазере на  $\lambda=1.15$  мкм с треугольным резонатором и ячейкой поглощения получена практически полностью однонаправленная генерация. Достигнуты отношение интенсивностей встречных волн  $8 \cdot 10^3$  и увеличение мощности излучения в данном направлении до двух раз. Отмечена возможность использования кругового дихроизма для получения двухнаправленной генерации с плавно регулируемым отношением интенсивностей и применения такого лазера в спектроскопии.

Создание однонаправленной генерации кольцевого лазера позволяет получать более высокую выходную мощность излучения в одном направлении, повышает стабильность генерации и дает возможность проводить внутррезонаторные исследования взаимодействия бегущей волны с веществом. Кроме того, при использовании такого лазера в качестве источника монохроматического излучения не требуется развязки лазерного резонатора с другими оптическими устройствами.

Известно несколько способов получения режима бегущей волны в лазерах с кольцевым резонатором [1].

Наиболее эффективными являются способы, основанные на создании неодинаковых потерь для волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Чаще всего для этой цели применяют в различных вариантах естественный и фарадеевский вращатели плоскости поляризации излучения в сочетании с линейным амплитудным поляризатором (линейный дихроичный элемент) [2-5]. Амплитудная невзаимность в таком лазере имеет квадратичную зависимость от величины магнитной циркулярно-фазовой анизотропии [1]. Следовательно, при малых величинах индуцируемой анизотропии, обычно используемых в этих лазерах, эффективность выделения одного направления генерации не высока. Резонатор лазера, кроме того, не должен обладать линейной фазовой анизотропией, которая уменьшает эффективность этого метода. Азимут поляризации излучения (она линейная) зависит от параметров всех анизотропных элементов резонатора и может изменяться при случайных флуктуациях, например, магнитного поля на ячейке Фарадея. Достигнутые в работах [2-5] отношения интенсивностей встречных лучей составляют величину порядка  $10^2$  и меньше.

Если в качестве фарадеевского вращателя используется активная среда в магнитном поле [4], то в этом случае кроме вращения плоскости поляризации световой волны имеет место и круговой дихроизм усиления. В лазерах такого типа можно получать однонаправленную генерацию без применения дополнительных дихроичных элементов, лишь за счет конкуренции встречных волн [9]. Однако этот метод эффективен только в режиме одномодовой генерации, а необходимая величина магнитного поля зависит от расстройки частот резонатора.

В настоящей работе исследуется конкуренция встречных волн и получение однонаправленной генерации в кольцевом газовом лазере при создании амплитудной невязимности методом, основанным на использовании естественного и магнитного кругового дихроизма [1], который свободен от указанных выше недостатков и позволяет достигнуть более высокой энергетической эффективности. Амплитудная невязимность в этом случае определяется выражениями [1]

$$1 - \left| \frac{\lambda_1^-}{\lambda_1^+} \right| \approx {}^e K_c \text{ при } {}^e K_c < {}^m K_c,$$

$$1 - \left| \frac{\lambda_2^-}{\lambda_2^+} \right| \approx {}^m K_c \text{ при } {}^m K_c < {}^e K_c,$$

т. е. примерно равна первой степени величины естественного ( ${}^e K_c$ ) или магнитного ( ${}^m K_c$ ) кругового дихроизма и не зависит от параметров других анизотропных элементов резонатора. Здесь  $\lambda_i^\pm$  — амплитудные пропускания излучения за полный обход резонатора по и против часовой стрелки. В зависимости от соотношения между  ${}^e K_c$  и  ${}^m K_c$  добротность резонатора в противоположных направлениях распространения будет выше для волн с одинаковыми ( ${}^m K_c > {}^e K_c$ ) или разными ( ${}^m K_c < {}^e K_c$ ) круговыми поляризациями. Как показал расчет [1, 6], круговой дихроизм может иметь такую же величину, как и циркулярно-фазовая анизотропия. Поэтому при использовании малых величин анизотропии в данном методе следует ожидать более эффективного подавления генерации в одном из направлений.

Возможны несколько вариантов схем создания амплитудной невязимности с помощью кругового дихроизма. В данном случае используется магнитный круговой дихроизм усиления (активная среда в продольном магнитном поле), а в качестве устройства с естественным круговым дихроизмом — линейный поляризатор, помещенный между двумя скрещенными четвертьволновыми ( $\lambda/4$ ) пластинами, одноименные оси которых развернуты на углы  $\pm 45^\circ$  относительно главных направлений поляризатора. Если  $\lambda/4$ -пластинки расположить таким образом, чтобы активный элемент находился между ними в одном плече резонатора, то при ориентации осей поляризатора перпендикулярно или параллельно плоскости резонатора величина амплитудной невязимности не будет зависеть от фазовой анизотропии зеркал, т. е. их количество может быть как четным, так и нечетным. При наложении на активную среду продольного магнитного поля генерация будет осуществляться в одном направлении обхода резонатора на  $\sigma^+$ , а в другом — на  $\sigma^-$ -компоненте контура усиления [7]. Азимут плоскости поляризации излучения будет определяться только положением главной оси поляризатора. Генерацию в одном из направлений можно устранить, поместив в резонатор такого лазера поглощающую среду с линией поглощения не совпадающей, но близкой по частоте к линии усиления, например другой изотоп вещества и расщепив контур усиления магнитным полем на величину этого частотного интервала. Аналогичным образом для этих целей можно использовать дихроизм поглощения, соответствующим образом разместив усиливающую и поглощающую среды.

Экспериментальные исследования проводились на установке, схематически изображенной на рис. 1. Использовался He—Ne кольцевой лазер с треугольным резонатором, генерирующий излучение на длине волны  $\lambda = 1.15$  мкм. Усиливающая трубка (2), герметизированная перпендикулярными к оси резонатора окошками, помещалась в соленоид и располагалась между двумя скрещенными  $\lambda/4$ -пластинками. Грани окошек и  $\lambda/4$ -пластинок были просветлены. В другое плечо резонатора помещена газоразрядная поглощающая ячейка (1) с длиной разрядного промежутка 250 мм и внутренним диаметром 4 мм. Ячейка имела окошки, установленные под углом Брюстера и ориентированные так, что плоскость падения излучения на них составляла угол  $90^\circ$  с плоскостью резонатора. Окошки ячейки выполняли роль линейного поляризатора. В лазерной трубке использован изотоп  $\text{Ne}^{20}$ , а в поглощающей ячейке изотоп  $\text{Ne}^{22}$  при давлении около 130 Па. Питание соленоида осуществлялось от источника постоянного или переменного тока. Для регистрации излучения использованы

два идентичных ФЭУ-62 ( $\Phi_1, \Phi_2$ ), сигналы с которых подавались либо на микроамперметры  $M_1, M_2$ , либо на двухлучевой осциллограф (3) С1-17.

В лазере осуществлялась генерация на нескольких продольных и поперечных модах. При внесении в резонатор ячейки с брюстеровскими окнами мощность генерации до включения разряда в ячейке ( $i_p=0$ ) и магнитного поля на активном элементе ( $H=0$ ) практически не уменьшалась. При этом возникал режим генерации на разных для встречных направлений  $\sigma$ -компонентах линии усиления, благодаря чему уменьшалась конкуренция и, подобно [7], значительно увеличивалась стабильность интенсивностей встречных лучей.

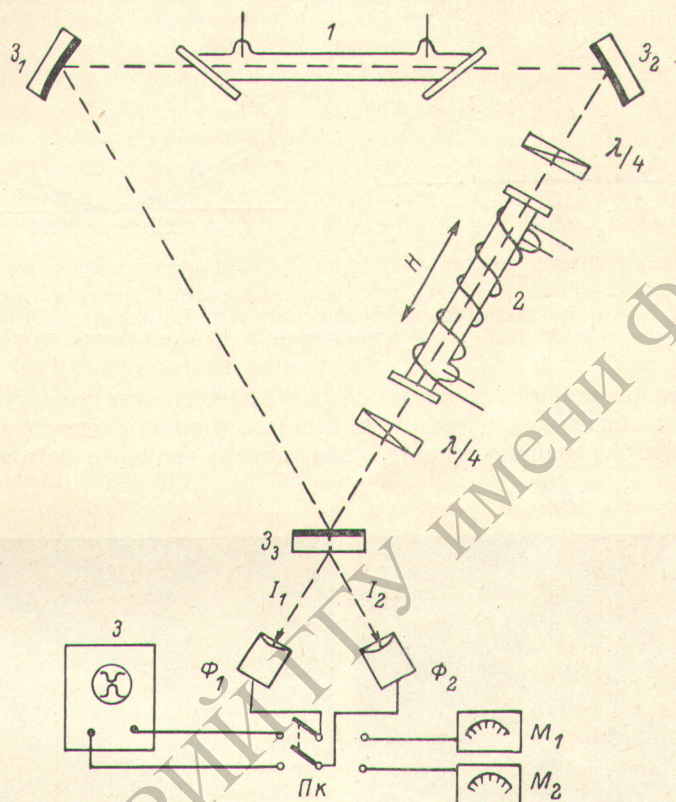


Рис. 1. Блок-схема кольцевого газового лазера с системой регистрации излучения.

$3_1, 2, 3$  — зеркала резонатора, 1 — ячейка поглощения, 2 — лазерная трубка в соленоиде, 3 — осциллограф.

При  $H=0$  интенсивность  $I_i$  излучения лазера в обоих направлениях ( $I_1$  — по и  $I_2$  — против часовой стрелки обхода резонатора) была примерно одинаковой и монотонно одинаковым образом изменялась при варьировании величины поглощения изменением тока разряда в поглощающей ячейке. При  $i_p=0$  зависимость  $I_i(H)$  была незначительна. Наложение магнитного поля напряженностью  $H_n=145$  Э, соответствующей зеемановскому расщеплению контура усиления порядка изотопического сдвига между линиями  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$  с  $\lambda=1.15$  мкм, приводило к существенному различию зависимостей  $I_1(i_p), I_2(i_p)$  (рис. 2, а). При  $i_p=12$  мА интенсивность излучения в одном из направлений (в данном случае —  $I_2$ ) возрастала в различных условиях эксперимента в  $1.5 \div 2$  раза по сравнению с первоначальной и в  $3 \div 4$  раза по сравнению с интенсивностью при  $H=0$ , но включенной ячейкой поглощения, а в другом ( $I_1$ ) снижалась до порогового значения.

Току разряда  $i_p=12$  мА соответствовало такое поглощение, при котором мощность генерации в обоих направлениях при  $H=0$  уменьшалась примерно вдвое. Для этого значения  $i_p$  на рис. 2, б (кривые 1, 2) приведены зависимости

$I_i(H)$ , из которых видно, что однонаправленная генерация существует лишь в сравнительно узком интервале изменения напряженности магнитного поля около  $H_n = 145$  Э. (На осях ординат рис. 2 крестиками отмечены начальные значения  $I_i$  при  $H=0$  и  $i_p=0$ .)

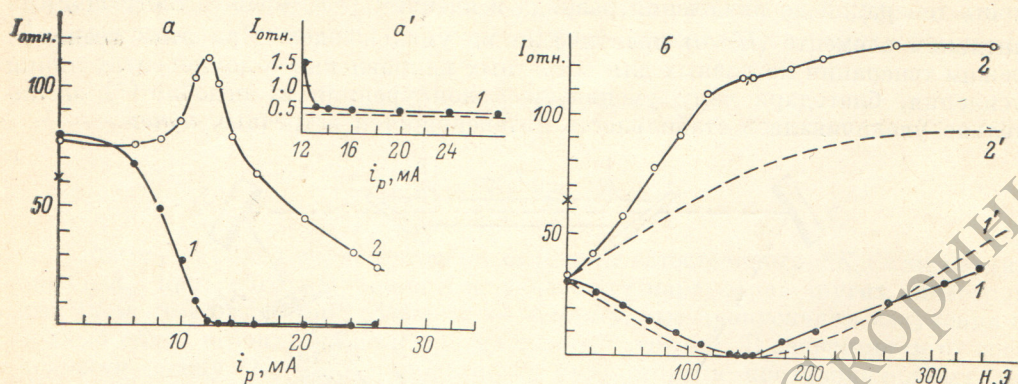


Рис. 2. Зависимости интенсивностей излучения  $I_{отн}$  кольцевого лазера от тока разряда  $i_p$  в поглощающей ячейке при  $H=145$  Э ( $a, a'$ ) и напряженности  $H$  магнитного поля в активной среде при  $i_p=12$  мА ( $b$ ) для волн, распространяющихся по (1) и против (2) часовой стрелки. Кривые 1, 2 — экспериментальные, 1', 2' — расчетные.

Увеличение разрядного тока в ячейке приводит к уменьшению  $I_2$  при фиксированном значении  $H$  (рис. 2,  $a$ ) и симметричному относительно  $H_n$  расширению диапазона напряженностей магнитного поля, в котором возможна

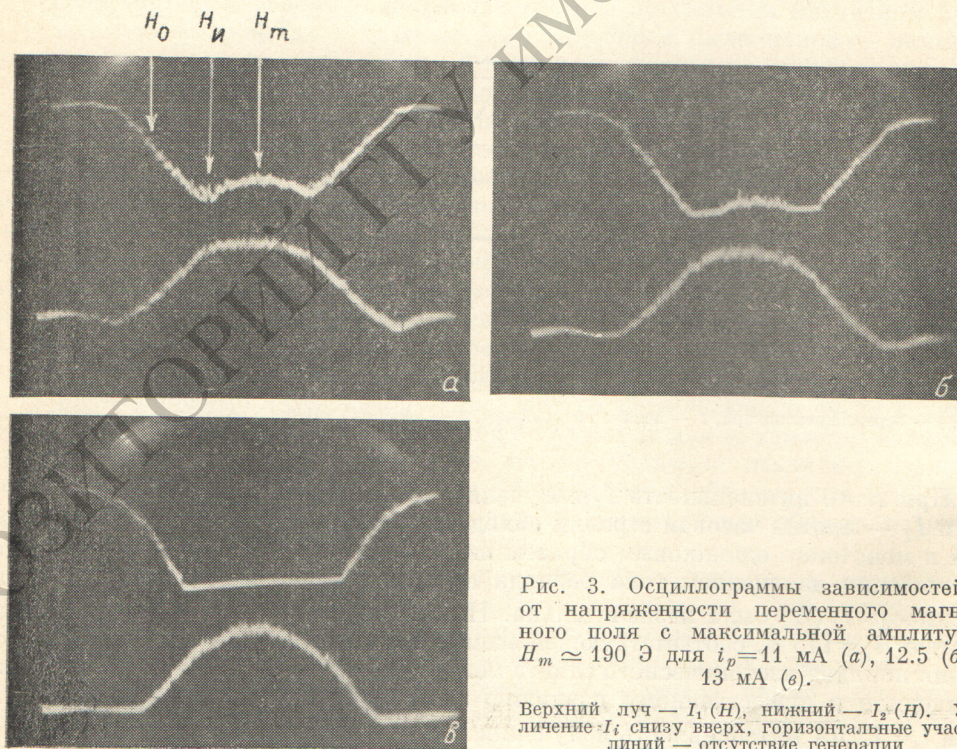


Рис. 3. Осциллограммы зависимостей  $I_i$  от напряженности переменного магнитного поля с максимальной амплитудой  $H_m \approx 190$  Э для  $i_p=11$  мА ( $a$ ), 12.5 ( $b$ ) и 13 мА ( $c$ ).

Верхний луч —  $I_1(H)$ , нижний —  $I_2(H)$ . Увеличение  $I_i$  снизу вверх, горизонтальные участки линий — отсутствие генерации.

однонаправленная генерация (рис. 3). Одновременно величина  $I_1$  снижалась до уровня рассеянного на элементах резонатора в обратном направлении излучения (рис. 2,  $a'$ ). При таких условиях существовала практически полностью однонаправленная генерация. На рис. 2,  $a'$  штрихами показан уровень собственных шумов ФЭУ. Наиболее оптимальным с точки зрения энергетической эффективности однонаправленного излучения при данном  $H$  является режим гене-

рации, когда величина  $I_2$  уменьшается за счет поглощения на 15÷20% от максимальной. Отношение интенсивностей  $I_2/I_1$  в этом случае составляло величину порядка  $10^3$ .

Наибольшее отношение  $I_2/I_1$  достигалось при зеемановских расщеплениях, превышающих величину изотопического сдвига, так как интенсивность однонаправленной генерации с ростом  $H$  в пределах области ее существования возрастала (рис. 3, б, в). Рис. 4 показывает увеличение максимальной для данного значения  $H$  интенсивности однонаправленного излучения  $I_2$  с ростом магнитного поля и изменение минимальной величины тока разряда, необходимой для подавления генерации во встречном направлении при такой величине  $H$ .

В эксперименте при используемых магнитных полях с  $H \leq 300$  Э подбором значений  $i_p$  и  $H$  получена величина  $I_2/I_1 = 8 \cdot 10^3$ , которая, естественно, не является предельной.

Если изменить направление магнитного поля в соленоиде или поменять разворот одноименных осей четвертьволновых пластинок с  $\pm 45^\circ$  на  $\mp 45^\circ$ , то направление генерации лазера и, соответственно, ход экспериментальных зависимостей  $I_1$  и  $I_2$  от  $i_p$  и  $H$  рис. 2 изменяются на обратные, а все другие соотношения остаются приблизительно те же. Рис. 3 частично иллюстрирует такое изменение. Небольшие отстройки четвертьволновых пластинок от скрепленного положения, разъюстировка зеркал или сканирование частот резонатора не оказывали заметного влияния на характер зависимостей  $I_i(H)$  и эффективность подавления генерации в одном из направлений.

Отметим здесь, что при токах разряда в поглощающей ячейке, несколько меньших 12 мА, при которых полного подавления генерации еще не достигается, в зависимости  $I_1(H)$  или  $I_2(H)$  имеется достаточно узкий минимум (рис. 3, а), возникающий при совпадении  $\sigma^+$ - или  $\sigma^-$ -компоненты линии усиления с центром контура поглощения. Этот минимум, аналогично работе [8] в лазере с линейным резонатором, можно использовать для определения изотопического сдвига или положения линии поглощения относительно известной линии усиления.

Наблюдавшийся в эксперименте рост интенсивности  $I_2$  (рис. 2, б, 3, б, в, 4) с увеличением  $H$  обусловлен смещением  $\sigma^-$ -компоненты линии усиления, на которой происходит генерация в данном направлении, от линии поглощения. Немонотонный характер зависимостей  $I_1(H)$  при фиксированном значении  $i_p$  (рис. 2, б, 3) и  $i_p(H)$  на рис. 4 связан с перемещением  $\sigma^+$ -компоненты усиления относительно контура поглощения  $\text{Ne}^{22}$ . Ход этих зависимостей качественно хорошо согласуется с расчетными, выполненными в предположении, что  $I_{1,2} = I^\pm = S(k_0^\pm - k'_0 - \rho)$ , где  $S$  — коэффициент пропорциональности,  $k_0, k'_0$  — зависимости от частоты ненасыщенные коэффициенты усиления и поглощения,  $\rho$  — неселективные потери, т. е. без учета эффектов насыщения и конкуренции встречных волн.

На рис. 2, б для примера приведены зависимости  $I_i(H)$  (кривые 1', 2'), рассчитанные для поглощения, удовлетворяющего в принятом приближении условию подавления генерации на  $\sigma^+$ -компоненте при  $\Delta_H = \Delta_u$ :  $k'_0 = k_0 - \rho$ . Здесь  $k_0, k'_0$  — для центральных частот контуров усиления и поглощения,  $\Delta_H = 1.8 H$  — зеемановское расщепление в мегагерцах, а  $\Delta_u = 260$  МГц — изотопический сдвиг  $\text{Ne}^{20}$  и  $\text{Ne}^{22}$  для линии неона с  $\lambda = 1.15$  мкм. Расчет для этого случая проводился по формуле

$$I^\pm(\Delta_H) = S(k_0 - \rho) \left[ 1 - e^{-\frac{(\Delta_H \pm \Delta_H)^2}{(0.6 - \Delta_H)^2}} \right].$$

Доплеровская ширина  $\Delta \nu_D$  контура поглощения принята равной 700 МГц,

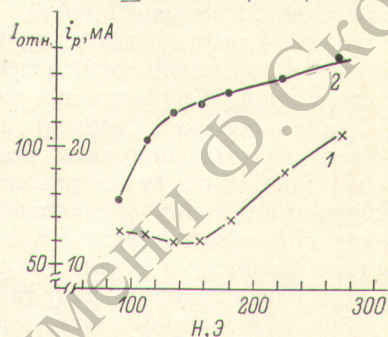


Рис. 4. Зависимости интенсивности однонаправленной генерации (2) и соответствующего тока разряда в ячейке (1) от напряженности магнитного поля.

$k_0=0.08$ ,  $\rho=0.04$ . Количественные расхождения и более узкий минимум в экспериментальной кривой  $I_1(H)$  связаны с конкуренцией встречных волн за счет взаимодействия  $\sigma^+$ -компонент [9], которая при расчете не учитывалась. Аналогичное совпадение имеется и в случае рис. 4. Соответствие расчетных и экспериментальных зависимостей  $I_i(i_p)$  рис. 2, а имеется лишь в области небольших значений  $I_i$ , где эти зависимости близки к линейным. В области  $i_p < 6$  мА для  $I_1(i_p)$  и  $i_p < 14$  мА для  $I_2(i_p)$  сильное отклонение зависимостей от расчетной обусловлено нелинейными эффектами. В частности, резкий рост  $I_2$  в интервале  $i_p=8\div 12$  мА вызван уменьшением насыщения усиления на  $\sigma^-$ -компоненте.

Следовательно, хотя в активной среде противоположно бегущие волны имеют разные круговые поляризации и конкуренция между ними ослаблена, однако, как показал эксперимент, нелинейное взаимодействие  $\sigma^+$ -компонент играет все же существенную роль в получении однонаправленной генерации и увеличении ее мощности. Взаимодействие волн можно еще более усилить, если в схеме лазера рис. 1 поменять местами активную и поглощающую среды, сохранив расположение газоразрядных трубок 1 и 2 и  $\lambda/4$  — пластинок неизменным. В этом случае в активной среде встречные волны будут иметь одинаковые линейные поляризации и эффективнее конкурировать.

Таким образом, рассмотренный метод позволяет с высокой энергетической эффективностью получать практически полностью однонаправленную генерацию с достаточно стабильными (без принятия дополнительных мер) мощностью излучения и азимутом плоскости поляризации волн. В методе имеется возможность получать генерацию с плавно регулируемым отношением интенсивностей встречных волн и осуществлять перестройку спектра генерации путем изменения поглощения и напряженности магнитного поля. Эта схема особенно удобна для лазеров с небольшим коэффициентом усиления, так как практически не создает дополнительных потерь в лазерном резонаторе.

В заключение выражаем благодарность А. П. Войтовичу за полезные советы и замечания при выполнении данной работы и обсуждении ее результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] В. И. Сардыко. Кольцевые лазеры с анизотропным резонатором. Препринт № 193 ИФ АН БССР, Минск, 1980.
- [2] P. H. Lee, S. G. Atwood. IEEE J. Quant. Electr., QE-2, 235, 1966; В. К. Гарсида. IEEE J. Quant. Electr., QE-4, 940, 1968.
- [3] А. Л. Микаэлян, Ю. Г. Турков, В. Ф. Купришов, В. Я. Антоньянц, В. И. Круглов. ЖЭТФ, 57, 38, 1969.
- [4] В. Ю. Петрунькин, Л. Н. Пахомов, С. В. Кружалов, Н. М. Кожевников. ЖТФ, 42, 1531, 1972; С. В. Кружалов. ЖТФ, 41, 2621, 1971.
- [5] Д. Кюльке, З. Шрёдер, В. Диттель. Квант. электрон., 6, 1090, 1979.
- [6] В. И. Сардыко. Квант. электрон., 6, 158, 1979.
- [7] В. И. Сардыко. Ж. прикл. спектр., 23, 47, 1975.
- [8] А. П. Войтович, М. В. Дубовик, А. П. Шкадаревич. Квант. электрон., 2, 1903, 1975.
- [9] Э. Е. Фрадкин, Л. М. Хаятин. Опт. и спектр., 28, 89, 1970; ЖЭТФ, 59, 1634, 1970.

Поступило в Редакцию 9 октября 1980 г.