

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. Смирнов и А. М. Тумайкин

Рассмотрена задача о поляризационных характеристиках излучения газовых лазеров, помещенных в слабое продольное магнитное поле. Показано, что изменение различных параметров (магнитное поле, частота резонатора) может привести к скачкам в степени круговой поляризации. Выяснено, что расположение точек переоскока зависит от предыстории и носит гистерезисный характер, т. е. определяется типом начальной круговой поляризации и направлением сканирования частоты резонатора или магнитного поля. Дана физическая интерпретация возникновения этих скачков и обсуждаются возможности применения найденного явления.

Введение

Несмотря на большое число исследований [1-3] в газодинамических лазерах интерес к ним не ослабевает. Такое внимание связано с большими возможностями использования поляризационных явлений для детального выяснения вопросов взаимодействия излучения с веществом, механизмов столкновений [2] и для измерения различных атомных констант [3].

Существует довольно много работ [1, 4, 8, 9], в которых рассмотрены различные аспекты поведения излучения лазера в магнитном поле.

В настоящей работе рассмотрено поведение поляризации излучения лазера с плоским резонатором в слабом продольном магнитном поле (критерий слабости будет дан ниже), поскольку в слабом магнитном поле появляются новые явления, наблюдавшиеся в ряде экспериментов и не имеющие пока теоретического объяснения. В качестве примера таких явлений можно назвать явление скачкообразной смены круговой поляризации и гистерезиса, наблюдаемого при сканировании частоты резонатора и изменении магнитного поля, обнаруженного экспериментально в работах [10, 11], для He—Ne лазера ($\lambda=1.52$ мкм) и He—Xe лазера ($\lambda=2.65$ мкм) на $1 \rightarrow 0$ -переходе.

Обнаруженное явление может найти широкое практическое применение в нелинейной спектроскопии для определения однородных ширины линий, ширины уровней, для стабилизации частоты, измерения малых магнитных полей. Кроме того, появляется возможность непосредственного управления поляризационными характеристиками излучения газовых лазеров без использования специальных поляризационных приборов. Так, например, плавное изменение длины резонатора приводит к резкому переоскоку от правой круговой компоненты к левой, или наоборот, и позволяет, поэтому получить нужную круговую поляризацию.

1. Анализ исходных уравнений.

Принципиальная возможность гистерезисных явлений в газовых лазерах следует уже из общих уравнений для круговых компонент поля [1]. Действительно, изменение во времени модулей круговых компонент E_{\pm}

описывается двумя нелинейными связанными уравнениями, записанными с точностью до третьего порядка по полю [8],

$$\dot{E}_{\pm} = E_{\pm} (\alpha_{\pm} - \beta_{\pm} E_{\pm}^2 - \theta_{\pm} E_{\mp}^2). \quad (1)$$

Коэффициенты в этих уравнениях являются функциями накачки, полных моментов уровней, констант релаксации, магнитного поля, частоты резонатора и других параметров.

Член с α_{\pm} соответствует ненасыщенному коэффициенту усиления для правой (левой) круговой поляризации ПКП (ЛКП). В дальнейшем будем считать $\alpha_{\pm} > 0$. Член с $\beta_{\pm} E_{\pm}^2$ соответствует насыщению в коэффициенте усиления ПКП (ЛКП), обусловленному «своей» поляризацией. $\theta_{\pm} E_{\mp}^2$ есть уменьшение в суммарном коэффициенте усиления ПКП (ЛКП), обусловленное влиянием противоположной — ЛКП (ПКП).

Если магнитное поле равно нулю, то коэффициенты в (1) не зависят от индекса q . Тип устойчивой поляризации определяется величиной отношения между «чужим» и «своим» насыщением, т. е. коэффициентом нелинейной связи круговых компонент поля на общих зеемановских подуровнях $A = \theta/\beta$, зависящим от полных моментов уровней j [4].

В соответствии с классификацией типа переходов по сильной и слабой связи знак величины $(A-1) \geq 0$ определяет сильную и слабую связь соответственно. В первом случае в зависимости от начальных условий устойчива круговая поляризация, во втором — линейная. Для переходов вида $1 \rightleftharpoons 0$, $1 \rightarrow 1$ тип поляризации не определен, т. е. имеет место безразличное равновесие для любых поляризованных компонент поля [4, 5]. Хорошо известно, что учет пленения излучения [6] и деполаризующих столкновений [7] снимает безразличное равновесие, присущее данным переходам, и приводит к устойчивости круговой поляризации на $1 \rightleftharpoons 0$ - и $1 \rightarrow 1$ -переходах, поскольку такой учет приводит к перенормировке коэффициента нелинейной связи: $(A-1) = \nu/\gamma_0$ (ν — константа, связанная с различием во временах релаксации ориентации и выстраивания, γ_0 — ширина уровня).

При магнитных полях, отличных от нуля, устойчивость генерации ПКП (ЛКП) определяется знаком насыщенного коэффициента усиления слабого сигнала ЛКП (ПКП)

$$K_{-} = \alpha_{-} - \theta_{-} E_{+}, \quad (2)$$

$$K_{+} = \alpha_{+} - \theta_{+} E_{-}^2. \quad (3)$$

2. Скачки и поляризационные гистерезисы в степени круговой поляризации

Рассмотрим газовый лазер с изотропным резонатором, помещенный в слабое продольное магнитное поле. Выражения для коэффициентов усиления и насыщения уравнений (1) с учетом магнитного поля имеют следующий вид [8, 12]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\pm} &= \xi, \quad \beta_{\pm} = 1 + \frac{1}{1 + \left(\delta \pm \frac{\gamma_0}{\gamma} \Omega\right)^2}, \\ \theta_{\pm} &= \frac{A}{2} \left\{ \frac{1}{1 + \delta^2} + \frac{1}{1 + \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \Omega\right)^2} + \frac{1}{1 + 4\Omega^2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[\frac{1 - 2 \frac{\gamma_0}{\gamma} \Omega^2}{1 + (\gamma_0/\gamma)^2 \Omega^2} + \frac{1 \pm 2\Omega\delta - 2\gamma_0\Omega^2/\gamma}{1 + (\delta \pm \gamma_0\Omega/\gamma)^2} \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь амплитуды полей и время записаны в системе единиц, определенной в работе [14], и введены следующие обозначения: ξ — относительное превышение накачки над пороговым значением; $\delta = (\omega - \omega_0)/\gamma$ — безразмерная частота резонатора ω , отсчитанная от частоты атомного пе-

рехода ω_0 , γ — ширина линии люминесценции; $\Omega = (\mu_0 g H) / \hbar \gamma_0$ характеризует величину зеемановского расщепления уровней в магнитном поле H при равных g -факторах верхнего и нижнего уровней; γ_0 — ширина верхнего уровня.

Коэффициенты (4) еще довольно сложно зависят от частоты δ и магнитного поля Ω . Однако нетрудно заметить, что существуют два характерных масштаба полей: $\Omega \sim 1$ и $\Omega \sim \gamma/\gamma_0$. Так как в газовых лазерах обычно выполняется условие $\gamma_0/\gamma \ll 1$, то мы будем считать магнитное поле слабым в смысле $\Omega \ll \gamma/\gamma_0$. Как будет показано дальше, физически это означает возможность пренебрежения движением провалов [8] в магнитном поле и соответствует учету магнитного поля $\Omega \sim 1$ только в относительном сдвиге расщепленных зеемановских подуровней. С учетом этого коэффициенты (4) значительно упрощаются и условие устойчивости q -й круговой компоненты $K_{-q} \leq 0$ примет вид

$$A \frac{1 + 2\Omega^2}{1 + 4\Omega^2} - 1 + q \frac{A\Omega}{1 + 4\Omega^2} \frac{\delta}{2 + \delta^2} \geq 0. \quad (5)$$

Из этого выражения следует, что q -я круговая поляризация устойчива в области магнитных полей, определяемых неравенством $|\Omega| \leq \Omega_{0q}$,

$$\Omega_{0q} = \frac{A}{4(2-A)} \left[\sqrt{\left(\frac{\delta}{2+\delta^2}\right)^2 + \frac{8}{A^2}(2-A)(A-1) + q \frac{\delta}{2+\delta^2}} \right]. \quad (6)$$

При произвольных δ это неравенство справедливо для лазеров с сильной связью $(A-1) > 0$. Два неравенства $|\Omega| < \Omega_{0+}$ и $|\Omega| < \Omega_{0-}$ при фиксированной частоте определяют интервалы изменения магнитных полей, в которых существуют правая и левая круговые поляризации соответственно. Меньшее по величине критическое поле (Ω_{0+} для $\delta < 0$ и Ω_{0-} для $\delta > 0$) является границей области перекрытия, в которой $K_+ < 0$ и $K_- < 0$. Следовательно, при $\Omega < \min \Omega_{0q}$ смена типа поляризации при сканировании магнитного поля будет носить гистерезисный характер. Рассмотрим, например, зависимость степени круговой поляризации ξ_2 (параметр Стокса [15]) от магнитного поля при $\delta > 0$. Если в нулевом магнитном поле излучение лазера поляризовано по левому кругу, то с увеличением магнитного поля в точке $\Omega = \Omega_{0-}$ произойдет смена режима генерации и излучение станет правополяризованным до $\Omega < \Omega_{0+}$. Последующее уменьшение магнитного поля не приведет к скачку в поляризации, так как область устойчивости правой поляризации полностью перекрывает область устойчивости левой. При $\Omega > \Omega_{0+}$ устойчив режим вращающегося эллипса [12]. Ввиду того что Ω_{0q} симметрично относительно одновременной смены знаков q и δ , аналогичный скачок от правой к левой будет наблюдаться при $\delta < 0$. Для $\delta = 0$ влияние магнитного поля сводится к уменьшению коэффициента нелинейной связи круговых компонент и до полей, меньших критического, $\Omega < \Omega_0$,

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{A-1}{2(2-A)}}, \quad (7)$$

сохраняется ситуация, типичная для силовой связи, т. е. тип круговой поляризации определяется начальным условием. В точке $\Omega = \Omega_0$ имеет место безразличное равновесие (тип поляризации не определен), а при $\Omega > \Omega_0$ устойчива линейная поляризация, как это имеет место для слабой связи. Таким образом, переход точки $\Omega = \Omega_0$ при $\delta = 0$ будет сопровождаться скачком от круговой поляризации к линейной (в генерацию скачкообразно включается ортогональная круговая компонента).

Фиксируем теперь магнитное поле и рассмотрим изменение поляризационных свойств при сканировании частоты резонатора.

Для магнитных полей, лежащих в интервале $\Omega < \Omega_+$, где

$$\Omega_k = \frac{A}{8\sqrt{2}(2-A)} \left[\sqrt{1 + \frac{64}{A^2}(2-A)(A-1)} - 1 \right], \quad (8)$$

уравнение (5) не имеет действительных решений и изменение частоты не влияет на поляризацию (тип поляризации зависит от предистории). Если поле Ω задано в интервале $\Omega_c < \Omega < \Omega_0$, то будет наблюдаться гистерезис в смене поляризации излучения, т. е. в зависимости от типа начальной поляризации и направления сканирования частоты резонатора круговая поляризация один или два раза будет менять направление вращения. Смена типа поляризации происходит скачкообразно без изменения полной энергии излучения, а расположение скачков зависит от величины магнитного поля в указанном интервале. Поведение ξ_2 как функции частоты

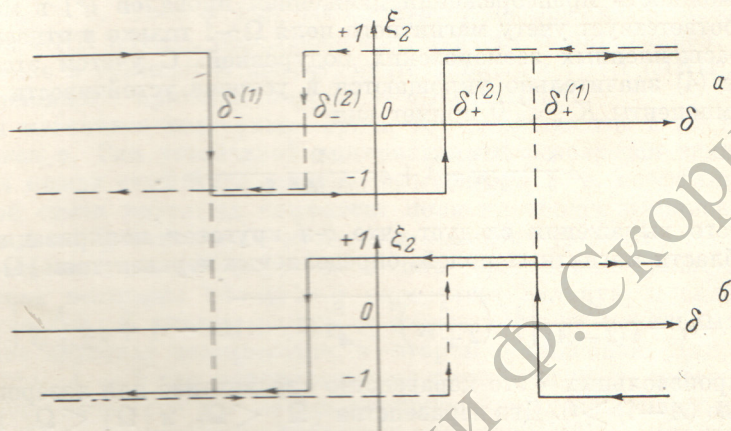


Рис. 1. Зависимость ξ_2 от частоты резонатора.

Стрелками показано направление сканирования частоты из следующих начальных условий $\delta - \delta > \delta_{\pm}^{(1)}$ и излучение поляризовано по правому кругу, $\delta - \delta > \delta_{\pm}^{(2)}$ и излучение поляризовано по левому кругу.

резонатора изображено на рис. 1. Точки $\delta_{\pm}^{(1)}$ и $\delta_{\pm}^{(2)}$ расположены симметрично относительно нулевой линии ($\delta=0$)

$$\left. \begin{aligned} \delta_{\pm}^{(1)} &= -\delta_{\pm}^{(2)} = |\lambda_0| + \sqrt{\lambda_0^2 - 2}, \\ \delta_{\pm}^{(2)} &= -\delta_{\pm}^{(1)} = |\lambda_0| - \sqrt{\lambda_0^2 - 2}, \\ \lambda_0 &= \frac{A}{4(2-A)} \frac{\Omega}{(\Omega_0^2 - \Omega^2)}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Таким образом, существуют три гистерезисных области, в которых тип круговой поляризации зависит от направления сканирования частоты.

С увеличением магнитного поля ширина гистерезисных областей уменьшается. Например, при стремлении $\Omega \rightarrow \Omega_0$ ширина центральной гистерезисной области Δ_0 стремится к нулю как

$$\Delta_0 \approx \frac{16(2-A)}{A} (\Omega_0 - \Omega).$$

Следовательно, в точке $\Omega = \Omega_0$ для всех $\delta > 0$ устойчив правый круг, а для всех $\delta < 0$ — левый и переход точки безразличного равновесия $\delta=0$ приводит к скачку в степени круговой поляризации. Отметим, что для перехода $1 \rightarrow 0$ критическое поле Ω_0 зависит от частоты ν деполаризующих столкновений $\Omega_0^2 = \nu/2\gamma_0$. Если $\Omega > \Omega_0$, то в области $\delta_{\pm}^{(1)} \leq \delta \leq \delta_{\pm}^{(2)}$ устойчива левая круговая поляризация в области $\delta_{\pm}^{(2)} \leq \delta \leq \delta_{\pm}^{(1)}$ — правая, а в остальном интервале частот устойчив режим вращающегося эллипса. Экспериментально данный гистерезис наблюдался в работе [10] для He—Ne лазера на $1 \rightarrow 0$ -переходе ($\lambda=1.52$ мкм) и для He—Xe лазера с $\lambda=2.65$ мкм в работе [11]. Величина магнитных полей, до которых наблюдались данные переходы в круговой поляризации, согласуется с расчетной и составляет один—два гаусса. Следует особо подчеркнуть тот факт, что регулированием магнитного поля скачок поляризации можно создать в любой точке контура доплеровской линии усиления и по по-

ожению скачков, пользуясь формулами (7)–(9), измеряя только магнитное поле или частоту резонатора в точке перескока, непосредственно определять ширины линий, уровней и т. д.

3. Физическая интерпретация результатов

Для качественного описания поляризационных явлений в магнитном поле обычно используется модель «своих» и «чужих» провалов в коэффициенте усиления для круговых поляризаций [7]. При физической интерпретации смены типов поляризации и наблюдаемых при этом гистерезисов эта модель оказывается недостаточной, так как не учитывает когерентные явления, связанные с переходами между зеемановскими подуровнями верхнего или нижнего состояний. Эти когерентные явления особенно существенны в малых магнитных полях. Как уже отмечалось, взаимодействие круговых компонент связано с отличием от нуля констант взаимодействия θ_q . Анализ вывода уравнений (1) показывает, что θ_q разбивается на сумму двух разных по своей физической природе слагаемых θ'_q и θ''_q . Все результаты можно понять на простейшей схеме $j=1 \rightarrow j=0$ -перехода (рис. 2). Насыщение, обусловленное общим нижним подуровнем $m=0$, связывающим две поляризации, описывается константой θ'_q . Например, излучение поля ПКП выжигает беннетовскую дырку в своем коэффициенте усиления и наполняет общий нижний уровень, в результате чего уменьшается инверсная заселенность для ЛКП поляризации. Взаимодействие путем возбуждения между «+» и «-» состояниями зеемановских подуровней задается слагаемым θ''_q . Подобное взаимодействие возникает обычно в трехуровневой системе в присутствии двух сильных полей на близких частотах и интерпретируется как когерентные двухквантовые переходы или как рамановские процессы [13]. Рамановское взаимодействие в нашей схеме приводит к тому, что атом совершает переход, например, из состояния $|1, +1\rangle \rightarrow |0, 0\rangle$, излучая правополяризованный фотон, и затем переход $|0, 0\rangle \rightarrow |1, -1\rangle$, поглощая фотон левой круговой поляризации. Нижний уровень в таком переходе играет роль виртуального уровня. В лазерах с сильной связью константы θ''_q , ответственные за когерентные двухквантовые переходы, являются основными и именно они приводят к устойчивости круговой поляризации, увеличивая насыщение для противоположной.

Наложение на лазер продольного магнитного поля значительно усложняет картину переходов. Однако, как уже отмечалось, в слабых магнитных полях ($\Omega \ll \gamma/\gamma_0$) можно пренебречь смещением центров провалов [8] и оставить магнитное поле только в θ'_q . Это означает, что когерентный двухквантовый переход происходит между расщепленными зеемановскими подуровнями, а одноквантовые переходы обуславливают «свое» и «чужое» насыщение между нерасщепленными уровнями. Если в генерации присутствует только одна круговая поляризация (q -я), то при $\delta \neq 0$ и $H \neq 0$ в отличие от случая без магнитного поля коэффициент усиления слабого сигнала противоположной круговой поляризации имеет вид

$$K_{-q} = -K_0 \frac{2 + \delta^2}{1 + \delta^2} \left[\frac{(1 + \delta^2)}{(2 + \delta^2)} \frac{A}{2(1 + 4\Omega^2)} + \frac{\bar{A}}{2(1 + 4\Omega^2)} \frac{1 + 2\gamma\Omega}{(2 + \delta^2)} + \frac{A}{2} - 1 \right]. \quad (10)$$

Первые два слагаемых в квадратных скобках учитывают когерентные двухквантовые переходы. Первое связано со взаимодействием на одних и тех же атомах волн ортогональных круговых поляризаций, распространяющихся в одном и том же направлении (рис. 2, а). Это взаимодействие с ростом магнитного поля может только уменьшаться. Второе слагаемое связано со взаимодействием на тех же атомах волн противоположных круговых поляризаций, распространяющихся навстречу друг другу (рис. 2, б) (например, в когерентном двухквантовом переходе $|1, +1\rangle \rightarrow |0, 0\rangle \rightarrow |1, -1\rangle$ участвуют волны одного и того же направления, а излучается волна ЛКП, но другого направления). Величина взаимодей-

ствия, определяемого данным процессом, растет или уменьшается в зависимости от знака q и δ . Поэтому внутри беннетовских провалов насыщенного коэффициента усиления слабого сигнала $K_{-q}(\delta q, \Omega)$ (в генерации была только q -я круговая компонента) в зависимости от знака δq возникнет «пичок» или «провал».

При определенных частотах и магнитных полях высота такого пичка станет больше глубины беннетовских дырок и K_{-q} станет положительным. Следовательно, режим генерации данной поляризации станет неустойчивым. В генерации произойдет скачок и лазер начнет излучать противоположную круговую поляризацию. При дальнейшем изменении магнитного поля или частоты резонатора вблизи точки перехода основную роль играют процессы первого типа. Такова физическая интерпретация скачков; гистерезисы в смене типов поляризации, как уже отмечалось, возникают от перекрытия областей устойчивости.

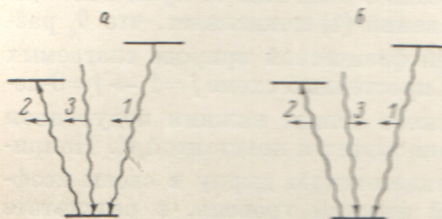


Рис. 2. Схема двухквантовых переходов в магнитном поле.

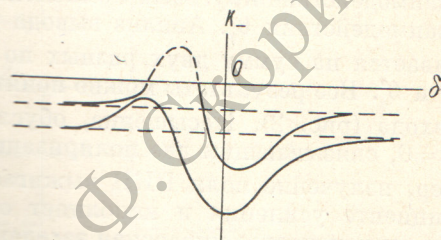


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента усиления слабого сигнала.

Качественная зависимость K_{-} как функция частоты резонатора δ при магнитных полях, меньших критического ($\Omega < \Omega_0$), изображена на рис. 3. Положение экстремальных точек и асимптот дается следующими формулами:

$$\delta = \frac{q}{2|\delta_0|} (-1 \pm \sqrt{1 + 4\delta_0^2}); \quad K_{-} = -\frac{K_0}{2} \left[A \frac{1 + 2\Omega^2}{1 + 4\Omega^2} - 1 \right].$$

Напомним, что рассматривается доплеровский предел $|\delta| \ll kv/\gamma$. В пределе $\Omega = \Omega_0$ экстремумы расположены симметрично относительно $\delta = 0$ и расстояние между ними определяется шириной линии люминесценции $\Delta\omega = 2\gamma$.

Все вышеприведенные результаты были справедливы для изотропного резонатора. Учет анизотропии резонатора значительно усложняет задачу. Однако если анизотропия достаточно мала $\alpha \ll \xi\Omega$ (α — относительная разность добротностей для линейных компонент), то в излучении появляется слабая эллиптичность и все результаты мало отличаются от только что рассмотренных. Ширина областей гистерезиса и расположение точек перескока с одного эллипса на противоположный остаются такими же, как это было в отсутствие анизотропии резонатора. Новым моментом является то, что ориентация осей эллипса зависит от величины магнитного поля и частоты резонатора. С изменением одного из этих параметров эллипс начинает поворачиваться от оси наибольшей добротности. Максимальный поворот на угол $\pi/4$ наблюдается при приближении к точке перескока, а затем эллипс начинает вращаться в другую сторону.

З а к л ю ч е н и е

Результаты теоретического рассмотрения показывают, что поляризационные явления в газовых лазерах, помещенных в слабое продольное магнитное поле, очень разнообразны с физической точки зрения и могут быть использованы не только для более детального понимания механизмов насыщения в газовых лазерах, но и для измерения различных параметров генерирующего газа. Сканирование частоты резонатора позволяет «прощупывать» тонкую поляризационную структуру ламбовского про-

вала и по положению скачков непосредственно измерять ширины линий, уровней и другие параметры. Представляет также интерес исследование частотной зависимости коэффициента усиления слабого сигнала данной круговой поляризации, так как измерение положения максимума этого коэффициента позволило бы поставить независимый эксперимент по определению однородной ширины линии перехода.

В заключение еще раз отметим, что скачки в степени круговой поляризации экспериментально наблюдались пока только для $1 \rightarrow 0$ -перехода в He—Ne лазере ($\lambda=1.52$ мкм) [10] и в He—Xe лазере ($\lambda=2.65$ мкм) [11].

Экспериментальная реализация предсказываемых в настоящей работе явлений для других типов переходов представляет несомненный интерес.

Литература

- [1] Э. Ф. Фрадкин, Л. М. Хаютин. ЖЭТФ, 59, 1634, 1970.
- [2] С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. И. Шалагин. ЖЭТФ, 82, В. 6, 1972.
- [3] W. Tomlinson, R. Fork. Phys. Rev., 164, 466, 1967.
- [4] W. Haeringer. Phys. Rev., 158, 256, 1967.
- [5] В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин. Опт. и спектр., 33, 193, 1972.
- [6] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 61, 1814, 1971.
- [7] А. И. Алексеев, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 57, 1072, 1969.
- [8] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 50, 443, 1966; Опт. и спектр., 20, 472, 1966.
- [9] М. И. Дьяконов, С. А. Фридрихов. Усп. физ. наук, 90, 565, 1966.
- [10] R. Fork, W. Tomlinson, L. Heilos. Appl. Phys. Lett., 8, № 7, 1966.
- [11] W. Culshaw, J. Kanneland. Phys. Rev., 156, 267, 1967.
- [12] Б. Л. Желнов, Г. И. Смирнов. ЖЭТФ, 61, 1801, 1971.
- [13] H. Schlossberg, A. Javan. Phys. Rev., 150, 267, 1966.
- [14] Б. Л. Желнов, В. С. Смирнов. Опт. и спектр., 24, 355, 1968.
- [15] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Изд. «Наука», М., 1967.

Поступило в Редакцию 6 марта 1974 г.