

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН В ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ С ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. П. Войтович

Теоретически и экспериментально изучено влияние когерентности атомных состояний на взаимодействие линейно поляризованных волн в газовых лазерах с усиливающей или поглощающей средой в продольном магнитном поле. В результате найдены и объяснены переход от генерации линейно ортогонально поляризованных волн в лазере с линейно фазово анизотропным резонатором к генерации линейно одинаковым образом поляризованных волн с ростом магнитного поля в активной среде; значительное увеличение частотной области поляризационного гистерезиса при наложении магнитного поля на активную среду и др.

1. В работе [1] рассмотрена самосогласованная задача для газового лазера в продольном магнитном поле, генерирующего две линейно (ортогонально или параллельно) поляризованные волны. Параметры  $\Theta$  самонасыщения ( $\Theta_{kk}$ ) и кросснасыщения ( $\Theta_{ki}$ ) представлены в виде

$$\Theta = \Theta^{(0)} + \Theta^{(2)}, \quad (1)$$

где за  $\Theta^{(2)}$  ответственны элементы  $\rho_{m, m \pm 2}^{(2)}$  матрицы плотности во втором порядке теории возмущений, для которых магнитное квантовое число  $m$  изменяется на  $\pm 2$ , а за  $\Theta^{(0)}$  — элементы  $\rho_{m, m}^{(2)}$ . Поэтому можно полагать, что части параметров насыщения  $\Theta^{(2)}$  определяются когерентностью атомных состояний, для которых  $\Delta m = \pm 2$  [2, 3]. Эти же части характеризуют влияние двухфотонных переходов типа резонансного вынужденного комбинационного рассеяния [4, 5].

В данной работе на основании зависимостей  $\Theta^{(0)}$  и  $\Theta^{(2)}$  от напряженности  $H$  продольного магнитного поля в усиливающей (поглощающей) среде предсказываются новые эффекты в частотно-поляризационных характеристиках газового лазера с линейно фазово анизотропным резонатором. Эти эффекты обусловлены изменением роли когерентности состояний при изменении напряженности магнитного поля. Описывается экспериментальная проверка сделанных выводов. Полученные данные привлекаются также к объяснению ранее полученных экспериментальных результатов.

2. Параметры насыщения рассчитывались для различных значений полных моментов  $j$  количества движения уровней перехода, отношений  $y = 2\Gamma \sqrt{\ln 2} / \Delta \nu_D$ , где  $2\Gamma$  и  $\Delta \nu_D$  — однородная и доплеровская ширины контура соответственно, положений генерируемых частот  $\omega_{1, 2}$  относительно центральной частоты  $\omega_0$  контура. На рис. 1 для ортогональных и параллельных линейных поляризаций излучения на обеих частотах представлены зависимости величин  $\Theta_{kk}^{(0)}$ ,  $\Theta_{kk}^{(2)}$  и  $\Theta_{ki}^{(0)}$ ,  $\Theta_{ki}^{(2)}$  (в относительных единицах  $\Theta / \alpha \alpha_2$ , см [1]) от  $H' = \mu_0 g H / \Gamma$ , где  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $g$  — множитель Ланде, который полагается равным для обоих уровней перехода. Приведенные данные получены для перехода  $j=1 \rightarrow j=2$ , параметров  $y=0.2$  и  $\delta_1 = -\delta_2 = 0.8$ , где  $\delta_i = (\omega_i - \omega_0) / \Gamma$ , и двух соотношений констант релаксации системы  $d_1 = d_2 = d_3 = \Gamma$ ,  $d_1 = d_2 / 5 = d_3 = \Gamma$ . В выражения для параметров насыщения  $\Theta^{(2)}$ , обусловленных когерентностью состояний, входит только

величина  $d_2$  и не входят величины  $d_1, d_3$ . Таким образом, учтена возможность различия констант релаксации, характеризующих однородную ширину линии и когерентность состояний с  $\Delta m = \pm 2$ . Параметры  $\Theta_{kk}$  не зависят от поляризации волн, а параметры  $\Theta_{kk}^{(0)}$  и  $\Theta_{ki}^{(0)}$  практически не зависят от величины  $d_2$ . Из данных рис. 1 и расчета можно сделать следующие выводы.

В нулевом и слабых магнитных полях вклад когерентности состояний в параметр кросснасыщения при генерации фотонов ортогональных линейных поляризаций противоположен по знаку ее вкладу при генерации фотонов одинаковых поляризаций. Отрицательное значение параметра

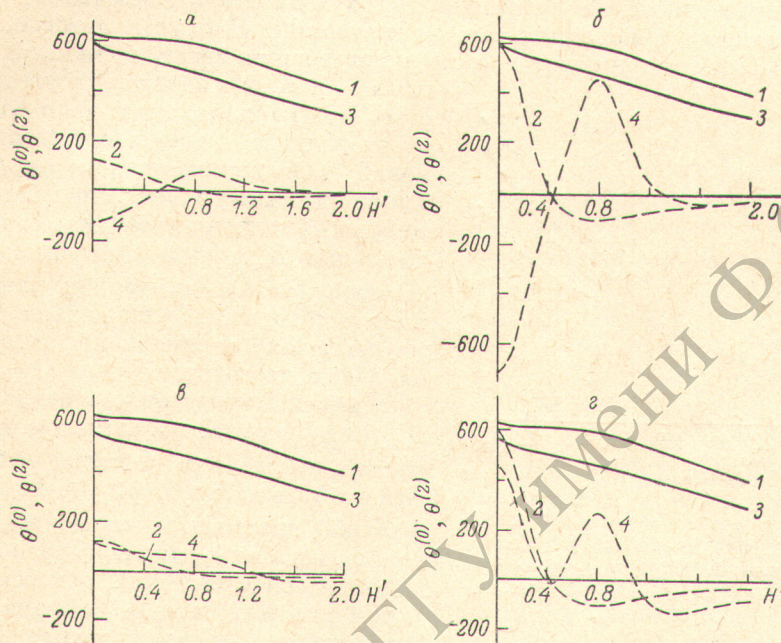


Рис. 1. Зависимости  $\Theta_{kk}^{(0)}$  (1),  $\Theta_{kk}^{(2)}$  (2),  $\Theta_{ki}^{(0)}$  (3),  $\Theta_{ki}^{(2)}$  (4) от  $H'$  для ортогональных (а, б) и параллельных (в, г) поляризаций излучения на обеих частотах, когда  $d_1 = d_2 = d_3 = \Gamma$  (а, в) и  $d_1 = d_2/5 = d_3 = \Gamma$  (б, г).

кросснасыщения  $\Theta_{ki}^{(2)}$  (кривые 4 на рис. 1, а, б) свидетельствует о том, что за счет когерентности состояний излучение на частоте  $\omega_i$  увеличивает усиление для ортогонально поляризованной волны с частотой  $\omega_k$ . Расчет показывает, что с уменьшением расстояния  $\delta_{12} = (\omega_1 - \omega_2)/2\Gamma$  между генерируемыми частотами параметр кросснасыщения  $\Theta_{12}^{(2)}$  уменьшается по абсолютной величине (увеличивается) до нуля в случае ортогональных поляризаций волн и растет в случае параллельных поляризаций. В связи с этим различие во влиянии когерентности состояний в нулевом и слабом магнитном поле расстояние  $(\delta_{12})_{кр.}$ , при котором двухчастотный режим генерации становится неустойчивым ( $\Theta_{11}\Theta_{22} = \Theta_{12}\Theta_{21}$ ), меньше в случае ортогональных поляризаций и уменьшается с ростом величины  $d_2$ . Например, при  $H=0, y=0.2$ , переходе  $j=1 \rightarrow j=2$  для ортогональных поляризаций  $(\delta_{12})_{кр.} = 0$ , когда  $d_1 = d_2/5 = d_3 = \Gamma$ , и  $(\delta_{12})_{кр.} = 0.33$ , когда  $d_1 = d_2 = d_3 = \Gamma$ , а для параллельных поляризаций  $(\delta_{12})_{кр.}$  равно соответственно 0.51 и 0.64. Полученные данные качественно согласуются с результатами работы [6].

С ростом напряженности магнитного поля до значений  $H' \approx 0.5 - 0.6$  параметры  $\Theta_{kk}^{(0)}$  и  $\Theta_{ki}^{(0)}$  изменяются (уменьшаются) незначительно. Параметр же самонасыщения  $\Theta_{kk}^{(2)}$  (кривая 2, рис. 1), характеризующий влия-

<sup>1</sup> Величины  $d_i$  определяются [1] типом перехода и константами релаксации рассматриваемой системы.

ние когерентности состояний, сильно уменьшается. Поскольку условие устойчивости двухчастотного режима имеет вид [7]

$$\Theta_{11}\Theta_{22} > \Theta_{12}\Theta_{21}, \quad (2)$$

то это ухудшает условия двухчастотной генерации.

Параметр кросснасыщения  $\Theta_{ki}^{(2)}$  (кривые 4 на рис. 1) с ростом магнитного поля уменьшается по абсолютной величине как в случае ортогональных, так и параллельных поляризаций излучения на обеих частотах. Следовательно, слабое магнитное поле уменьшает влияние когерентности состояний на взаимодействие частот. Однако это уменьшение сказывается различным образом на устойчивость двухчастотной генерации в случае ортогональных и параллельных поляризаций. В случае ортогональных поляризаций это приводит к росту конкуренции между волнами с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , поскольку  $\Theta_{12}^{(2)}$  увеличивается. При параллельных поляризациях обеих волн это ведет к улучшению условий для двухчастотной генерации. Такое различие может способствовать тому, что значение зеемановского расщепления  $H'_{кр.}$  при котором двухчастотный режим генерации перестает быть устойчивым, будет меньше для ортогональных поляризаций излучения на обеих частотах.

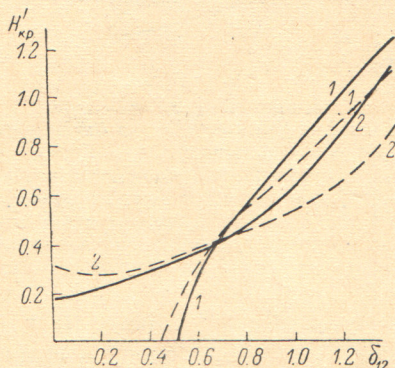


Рис. 2. Зависимости  $H'_{кр.}$  от  $\delta_{12}$  при  $y=0.2$ ,  $d_1=d_2/5=d_3=\Gamma$ , параллельных (1) и ортогональных (2) поляризациях излучения на обеих частотах для переходов  $j=0 \rightarrow j=1$  (штриховые) и  $j=1 \rightarrow j=2$  (сплошные кривые).

На рис. 2 представлены зависимости  $H'_{кр.}$  от  $\delta_{12}$  для частот, симметричных относительно центра контура усиления. Действительно  $H'_{кр.}$  для  $\delta_{12} \geq 0.7$  меньше в случае ортогональных поляризаций, хотя для любых  $\delta_{12}$  при  $H=0$  условие (2) выполняется с большим запасом, если волны с частотами  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  поляризованы ортогонально. Для перехода  $j=0 \rightarrow$

$j=1$  при межчастотных расстояниях  $\delta_{12} > 0.75$  двухчастотная генерация становится неустойчивой при меньших магнитных полях, чем для перехода  $j=1 \rightarrow j=2$  (при прочих равных условиях). При малых расстояниях  $\delta_{12}$  в результате уменьшения по абсолютной величине параметра  $\Theta_{12}^{(2)}$  в случае ортогональных поляризаций (и его роли в определении устойчивости режимов при наложении магнитного поля) быстрее подавляется одна из волн, если волны поляризованы параллельно.

На кривой зависимости параметра кросснасыщения  $\Theta_{ki}^{(2)}$  (кривые 4 на рис. 1) от  $H'$  имеется максимум при расщеплении между двумя  $\sigma$ -компонентами, равном расстоянию между частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , т. е. при  $\delta_{12}=H'$ . При таких расщеплениях когерентность атомных состояний независимо от поляризации излучения на обеих частотах приводит к сильной конкуренции частот. Тем самым ухудшаются условия для двухчастотной генерации. При малых значениях  $\delta_{12}$  на проявление и положение максимума начинает сказываться сильное изменение  $\Theta_{12}^{(2)}$  в области малых магнитных полей.

Поглощающая ячейка, внесенная в резонатор лазера, может существенным образом изменять условия генерации. Параметры насыщения поглощающей среды имеют обратный знак по сравнению с теми же параметрами для усиливающей среды. Таким образом, в отсутствие магнитного поля когерентность состояний поглощающей среды, влияя как на параметр самонасыщения, так и на параметр кросснасыщения, ухудшает условия генерации двух частот, излучение на которых поляризовано линейно и взаимно ортогонально. Наложение продольного магнитного поля на поглощающую среду уменьшает влияние когерентности состояний и улучшает условия для генерации ортогонально поляризованных волн.

3. Изменение параметров насыщения, определяемое когерентностью состояний, при наложении на активную среду продольного магнитного поля должно приводить к расширению частотной области поляризационного гистерезиса. Такой гистерезис наблюдался в случае [8], когда имел место скачок поляризации при сканировании через центр контура усиления частоты генерации одночастотного лазера, обладающего небольшой линейной фазовой анизотропией. В таком лазере каждая продольная мода резонатора расщеплена на две частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  с ортогональными линейными собственными состояниями поляризации. Условие (1) устойчивости двухчастотной генерации не выполняется. Устойчивость генерации на одной частоте определяется следующими условиями [9]:

$$\kappa_1 \theta_{21} > \kappa_2 \theta_{11} \quad (3)$$

для генерации на частоте  $\omega_1$  и

$$\kappa_2 \theta_{12} > \kappa_1 \theta_{22} \quad (4)$$

для генерации на частоте  $\omega_2$ . В неравенствах (3), (4)  $\kappa_i$  — превышение ненасыщенного усиления над потерями на частоте  $\omega_i$ . Пусть  $\omega_1 > \omega_2$ . При сканировании частот в высокочастотную сторону  $\omega_1$  первой входит в область, где  $\kappa > 0$  ( $\kappa_1 > \kappa_2$ ), и появляется генерация на этой частоте. Вдали от центральной частоты  $\omega_0$  контура усиления выполняется только условие (3). Однако при приближении  $\omega_1$  и  $\omega_2$  к центральной частоте  $\omega_0$  контура усиления возможно одновременное выполнение условий (3) и (4).

Установление стационарного режима генерации на какой-либо из частот в этом случае зависит от начальных ( $t=0$ ) интенсивностей  $E_i^2$  ( $t=0$ ) излучения на этих частотах. Стационарная устойчивая генерация возникает на частоте  $\omega_1$ , если [10]

$$\frac{E_1^2(0)}{E_2^2(0)} > \frac{\kappa_2 \theta_{12} - \kappa_1 \theta_{22}}{\kappa_1 \theta_{21} - \kappa_2 \theta_{11}} \quad (5)$$

Если неравенство (5) имеет обратный знак, устанавливается генерация на частоте  $\omega_2$ . Поскольку существует генерация на частоте  $\omega_1$ , то  $E_1^2(0) \gg E_2^2(0)$ . Чтобы в такой ситуации сорвалась генерация на частоте  $\omega_1$  и возникла генерация на частоте  $\omega_2$ , необходимо большое превышение числителя над знаменателем в правой части неравенства (5). С хорошим приближением можно считать, что необходимо, чтобы  $\kappa_1 \theta_{21} = \kappa_2 \theta_{11}$ , т. е. чтобы условие (3) перестало выполняться. Это возможно, когда частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  становятся больше центральной частоты  $\omega_0$ , поскольку тогда  $\kappa_2 > \kappa_1$  и возможно выполнение равенства  $\kappa_2/\kappa_1 = \theta_{21}/\theta_{11}$  при  $\theta_{21} > \theta_{11}$ . Таким образом, при некотором определенном значении  $(\omega'_1 + \omega'_2 - 2\omega_0)_{кр.}$  возможен срыв генерации на частоте  $\omega'_1$  и возникновение генерации на частоте  $\omega'_2$ , что сопровождается изменением азимута поляризации на  $90^\circ$ . При изменении направления сканирования частот резонатора на обратное (в низкочастотную сторону) при  $(2\omega_0 - \omega''_1 - \omega''_2)_{кр.} = (\omega'_1 + \omega'_2 - 2\omega_0)_{кр.}$  снова произойдет скачок поляризации генерируемого излучения и изменение частоты генерации с  $\omega''_2$  на  $\omega''_1$ . Диапазон  $2(\omega'_1 + \omega'_2 - 2\omega_0)_{кр.}$  составляет частотную область гистерезиса или, другими словами, область, где одновременно выполняются условия (3) и (4).

При небольших значениях  $\omega_1 - \omega_2$  ( $\delta_{12}$ ) наложение продольного магнитного поля на активную среду, как следует из изложенного в п. 2, приводит, в первую очередь, к сильному уменьшению параметра самонасыщения  $\Theta_{kk}^{(2)}$ , обусловленного когерентностью атомных состояний. Уменьшение  $\Theta_{11}$  ( $\Theta_{22}$ ) приводит к тому, что равенство  $\kappa_2/\kappa_1 = \theta_{21}/\theta_{11}$  ( $\kappa_1/\kappa_2 = \theta_{12}/\theta_{22}$ ) выполняется при больших превышениях  $\kappa_2$  ( $\kappa_1$ ) над  $\kappa_1$  ( $\kappa_2$ ). Большие превышения могут быть достигнуты только при больших отстройках частоты резонатора от  $\omega_0$ . При этом увеличивается  $(\omega'_1 + \omega'_2 - 2\omega_0)_{кр.}$  и частотная область гистерезиса.

4. Эксперименты проводились с гелий-неоновыми лазерами с длиной волны излучения  $\lambda=1.15$  мкм ( $j=1 \rightarrow j=2$ ). Газоразрядные трубки герметизировались окнами из плавленого кварца, установленными к оси резонатора под углами, соответствующими интерференционным максимумам пропускания [11]. Это позволяло при небольших потерях на окнах создавать резонаторы с практически изотропными потерями. Давление гелий-неоновой смеси составляло 2 мм рт. ст. при соотношении парциальных давлений гелия и неона, равном 7 : 1. В резонаторы лазеров вносились линейные фазовые пластинки, что позволяло получать ортогонально линейно поляризованные волны с величиной  $\omega_1 - \omega_2$ , изменяемой от сотен килогерц до 50 МГц. При наложении на активную среду продольного магнитного поля также генерировались практически линейно поляризованные волны, поскольку линейная фазовая анизотропия ( $\varphi_x$ ) резонатора была намного

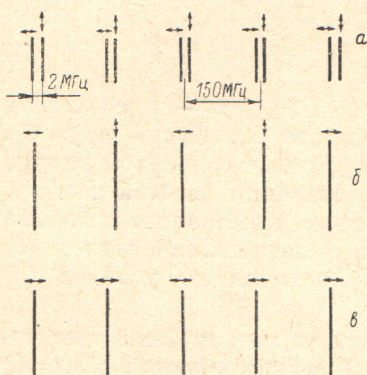


Рис. 3. Схематическое изображение частотно-поляризационных характеристик лазера с активной средой в продольном магнитном поле при  $H$  (Э): 0 (а), 10 (б), 35 (в).

больше индуцируемой магнитным полем циркулярной фазовой анизотропии ( $\varphi_n$ ).

В лазере с длиной резонатора  $L=100$  и длиной активной среды  $l=65$  см при наложении магнитного поля наблюдалось изменение поляризационных и частотных характеристик генерации, подтверждающее выводы, сделанные при обсуждении данных рис. 2. Частотно-поляризационные характеристики такого лазера схематически представлены на рис. 3. В отсутствие магнитного поля каждая из пяти генерируемых мод расщеплена на две, интервал между которыми равен 2 МГц, а излучение на них поляризовано линейно и взаимно ортогонально. Наложение магнитного поля  $H \approx 10$  Э (рис. 3, б) приводит к подавлению одной из частот в каждой из пар. Спектр становится неэквидистантным, излучение на соседних частотах

ортогонально поляризовано. При  $H=35$  Э (рис. 3, в) спектр частот эквидистантен и излучение на всех частотах одинаково поляризовано.

Таким образом, в соответствии с выводом, сделанным в п. 2, начиная с некоторых напряженностей магнитного поля (в данном случае с  $H=35$  Э), устойчивым оказывается режим генерации частот, излучение на которых одинаково поляризовано.

Введение нелинейной поглощающей среды в резонатор лазера, обладающего небольшой линейной фазовой анизотропией, приводит, как показано в [12], к генерации частот, излучение на которых поляризовано линейно одинаковым образом. Экспериментально изучалось влияние продольного магнитного поля в поглощающей среде на характеристики генерируемого излучения. В лазере с  $L=1.8$  м,  $l=65$  см наложение на поглощающую неоновую ячейку длиной 35 см продольного поля напряженностью около 30 Э приводило к появлению ортогональных линейных поляризаций излучения на соседних модах. Это объясняется разрушением когерентности атомных состояний в поглощающей среде магнитным полем. Основную роль, определяющую поляризацию излучения, начинает играть когерентность состояний в усиливающей среде.

Экспериментальные данные по влиянию продольного магнитного поля на частотную область поляризационного гистерезиса приведены в [13] для одночастотного лазера с  $\lambda=1.15$  мкм и  $\omega_1 - \omega_2 = 1$  МГц. Частотная область  $2(\omega'_1 + \omega'_2 - 2\omega_0)_{кр}$  равнялась 80 МГц при  $H=0$  и 280 МГц при  $H=15$  Э. В [13] предположено, что такое увеличение вызвано уплотнением контура усиления при наложении продольного магнитного поля на активную среду. При этом, естественно, отношение  $x_2/x_1$  должно было бы оставаться одинаковым как в отсутствие магнитного поля, так и при наложении поля. Однако расчет показывает, что отношение  $x_2/x_1$  существенно

различно в обоих случаях и больше при наличии магнитного поля. В соответствии с изложенным в п. 3, это свидетельствует о том, что существенную роль в увеличении области гистерезиса играет уменьшение параметра самонасыщения за счет разрушения магнитным полем когерентности атомных состояний.

Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают выводы, полученные из рассмотрения зависимостей параметров насыщения от напряженности продольного магнитного поля.

Выражаю признательность Н. А. Борисевичу за обсуждение работы и А. А. Павлюцику за помощь при проведении эксперимента.

#### Литература

- [1] А. П. Войтович, В. Г. Дубовец, А. П. Шкадаревич. *Опт. и спектр.*, 44, 981, 1978.
- [2] Е. Б. Александров. *Усп. физ. наук*, 107, 595, 1972.
- [3] М. П. Чайка. *Интерференция вырожденных атомных состояний*. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [4] H. R. Schlossberg, A. Javan. *Phys. Rev.*, 150, 267, 1966.
- [5] M. S. Feld, A. Javan. *Phys. Rev.*, 177, 540, 1969.
- [6] Ю. А. Вдовин, М. А. Губин, В. М. Ермаченко, Е. Д. Проценко. *Квант. электрон.*, № 4, 35, 1973.
- [7] W. E. Lamb, Jr. *Phys. Rev.*, 134, A, 1429, 1964.
- [8] J. Kanneland, W. Culshaw. *Phys. Rev.*, 141, 237, 1966.
- [9] С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. *Опт. и спектр.*, 21, 386, 1966.
- [10] А. П. Войтович, А. Я. Смирнов. *Ж. прикл. спектр.*, 16, 633, 1972.
- [11] Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев. *Опт. и спектр.*, 20, 915, 1966.
- [12] А. П. Войтович, А. П. Шкадаревич. *Опт. и спектр.*, 38, 1176, 1975.
- [13] А. П. Шкадаревич. *Автореф. канд. дис.*, Минск, 1976.

Поступило в Редакцию 15 января 1979 г.