

Мы предполагаем, что это разрушение может быть обусловлено полем объемного заряда, образующегося при облучении. Действительно, как показали наши исследования, а также работы других авторов [7, 8], при облучении ионизирующей радиацией в стеклах происходит накопление объемного заряда, создающего в образцах высокие электрические поля, приводящие в ряде случаев к их самопроизвольному пробою.

#### Литература

- [1] P. W. Levy. J. Am. Cer. Soc., 43, 8, 1960; Bull. Am. Phys., 21, 136, 1966.
- [2] Z. Sprun, G. Novotny. J. Phys. Chem. Sol., 27, 1031, 1966.
- [3] Г. В. Бюргановская, Н. Ф. Орлов. Опт. и спектр., 12, 62, 1962.
- [4] E. Leel. J. Phys. Chem. Glass, 3, № 3, 1962.
- [5] В. Г. Вахромеев, С. П. Зиновьева. Изв. вузов, физика, 11, 1972.
- [6] Г. В. Бюргановская. Действие излучений на неорганические стекла. Атомиздат, М., 1968.
- [7] B. Gross. Phil. Res. Rep., 107, 3, 1967.
- [8] T. Asada et al., Intern. Symp. Def. Glass, Tokio, 1966.

Поступило в Редакцию 14 сентября 1972 г.

УДК 621.373 : 535+538.61

### ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ БИЕНИЙ В ИЗЛУЧЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО АРГОНОВОГО ЛАЗЕРА, ПОМЕЩЕННОГО В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

А. Э. Фотиади и С. А. Фридрихов

Известно, что в изотропном резонаторе для перехода  $\Delta J = +1$  наложение продольного магнитного поля на лазерную среду должно привести к появлению в излучении  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  круговых поляризаций с частотами  $\nu_+$  и  $\nu_-$ . В линейном приближении для идеально изотропного резонатора круговая поляризация должна существовать при всех значениях  $H > 0$ . Смещение зеемановских  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент магнитным полем может привести к расщеплению аксиальной моды резонатора, находящейся в области перекрытия зеемановских компонент излучения. При этом из-за эффекта затягивания частоты должны проявляться низкочастотные биения. Теоретически наиболее подробно изучен случай центральной настройки для атомарного лазера. Для случая ионного Ar лазера низкочастотные биения, насколько нам известно, не изучались.

В настоящей работе исследовалась зависимость частоты низкочастотных биений от напряженности продольного и поперечного магнитных полей, разрядного тока и интенсивности лазера. В работе использовался непрерывный Ar лазер с  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ , резонатор лазера был образован двумя внутренними зеркалами с коэффициентами отражений  $\rho = 99\%$  на изучаемой длине волны. Лазерная трубка размещалась либо на оси соленоида, либо между полюсами электромагнита. Диапазон изменения продольного магнитного поля составлял 1500 э, поперечного 450 э. Низкочастотные биения изучались с помощью анализатора спектра С4-8, на который подавался сигнал

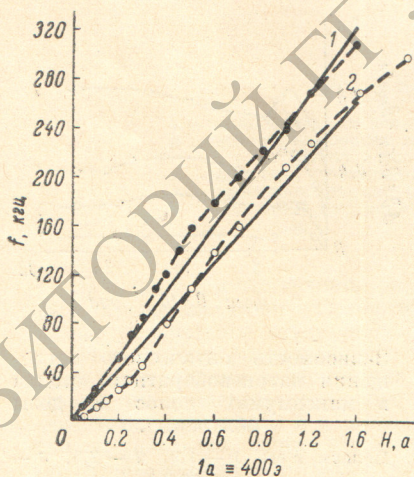


Рис. 1. Зависимость частоты [низкочастотных биений]  $f = f(H)$ .  
1 —  $I_p = 4а$ , 2 —  $5а$ ;  $p = 0.3$  мм рт. ст.

с фотоумножителя. На рис. 1 приведена зависимость частоты низкочастотных биений  $f$  от напряженности продольного поля при двух значениях разрядного тока. Как видно из этого рисунка, частота  $f$  примерно линейно возрастает с ростом интенсивности излучения лазера. Наклон этих прямых к оси абсцисс дает коэффициент пропорциональности между  $f$  и  $H$ . Для первой кривой этот коэффициент составляет 0.7 кГц/э, а для второй — 0.5 кГц/э.

Для оценки этого коэффициента можно использовать выражение [1].

$$f = \frac{2}{\pi} \frac{\nu_0}{Q} \frac{\Delta \nu_H}{ku},$$

где  $\nu_0$  — частота перехода,  $\Delta\nu_L$  — зеемановская расстройка,  $Q$  — добротность резонатора,  $ku$  — ширина доплеровского контура. Это выражение получено для случая атомарного лазера, работающего в припороговом режиме, для случая чистооднородного уширения. Добротность резонатора  $Q$  определим исходя из потерь при отражении от зеркала  $Q=2\pi L_p/\lambda(1-\rho)$ ; для использованного резонатора  $1-\rho=0.01$ ,  $L_p=80$  см,  $\lambda=4.9\cdot 10^{-5}$  см получаем  $f/H \approx 0.4$  кгц/э, что удовлетворительно совпадает с наблюдаемым на опыте.

В отличие от случая атомарного лазера, в  $Ag^+$  лазере не наблюдалась немоноктонность зависимости частоты биений от напряженности поля. Согласно теории газового лазера в магнитном поле, такая немоноктонность должна проявиться при напряженности поля, при которой зеемановское расщепление меньше однородной ширины линии излучения. Правда, этот эффект наблюдается при больших интенсивностях лазерного излучения, когда глубина лэмбовского провала велика. В наших экспериментах эти кривые были получены в припороговом режиме, так как только в припороговом режиме в наших условиях мог быть осуществлен одномодовый режим. При многомодовом режиме генерации с высоким уровнем выходной мощности генерации сигнал биений был сложным: он включал несколько спектральных составляющих с общей шириной в десятки кгц. Сложность и нестабильность спектра затрудняли измерения в малых магнит-

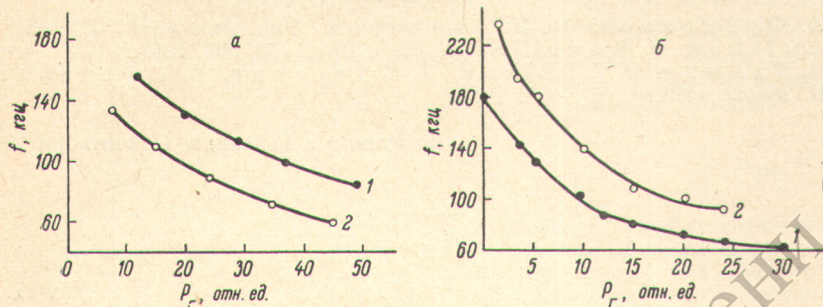


Рис. 2. Зависимость частоты низкочастотных биений  $f$  от интенсивности излучения лазера  $P_r$  —  $\rho=0.3$  мм рт. ст.

а: 1 —  $H=160$  э,  $I_p=8a$ , юстировка — var; 2 —  $H=240$  э, юстировка — const  $I_p$  — var. б: 1 —  $H=140$  э, 2 —  $H=220$  э. Интенсивность излучения лазера менялась всеми возможными способами.

ных полях. Если для измерений использовать среднюю частоту сигнала, то это дает только усредненную по большому числу генерирующих мод зависимость  $f=f(H)$ . Такая зависимость имеет линейный характер, во всяком случае, в диапазоне изменения продольного магнитного поля (0–600 э); угол наклона линии  $f/H$  изменяется с изменением тока так же, как и на рис. 1, однако величина отношения  $f/H$  в этом случае была значительно меньше.

Область магнитного поля, в которой существует сигнал низкочастотных биений, возрастает с возрастанием интенсивности излучения. Это вполне естественно, поскольку моды будут находиться в пределах перекрытия с контуров до больших значений напряженности поля.

На рис. 2, а представлены зависимости частоты биений от интенсивности излучения. Кривая 1 получена при изменении мощности с помощью юстировки резонатора при постоянном разрядном токе  $I_p$ , кривая 2 получена при постоянной юстировке: мощность менялась с помощью разрядного тока. Напряженность поля во втором случае была несколько выше. Видим, что частота биений уменьшается с ростом интенсивности излучения, причем это уменьшение происходит по одному и тому же закону, независимо от того, каким способом меняется мощность — с помощью юстировки или путем изменения  $I_p$ . На рис. 2, б приведены зависимости частоты биений при двух значениях магнитного поля от интенсивности излучения лазера. Интенсивность излучения менялась либо с помощью юстировки, либо с помощью изменения  $I_p$ , либо с помощью изменения давления. Видим, что экспериментальные точки хорошо укладываются на одну кривую, подобную кривой рис. 2, а. Теперь становится понятной некоторая нелинейность кривых  $f(H)$  штриховые кривые. Поскольку с ростом магнитного поля при постоянном разрядном токе интенсивность излучения лазера меняется, то, согласно этим изменениям, изменяется и частота низкочастотных биений.

Рассмотрим теперь случай поперечного магнитного поля. Прежде всего в настоящей работе предполагалось выяснить, существуют ли низкочастотные биения в лазере с окнами Брюстера; если окна ориентированы так, что резонатор имеет наибольшую добротность для  $\sigma$ -поляризации, то одновременно могут существовать два колебания, относящиеся к  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -зеемановским компонентам. В [2] было высказано предположение о том, что в таких условиях должны иметь место низкочастотные биения. Однако в настоящей работе такие низкочастотные биения обнаружены не были. Биения между  $\sigma$ -компонентами в лазере с окнами Брюстера, как известно, не были обнаружены и при исследовании He—Ne лазера с  $\lambda=0.63$  мкм ни с  $\lambda=1.15$  мкм [2, 3]. Такой результат означает, что  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -колебания в поперечном магнитном поле комбинируют, давая

результатирующее поле определенной частоты. Лазер с внутренними зеркалами в поперечном магнитном поле дает возможность наблюдать биения между  $\sigma$ - и  $\pi$ -поляризациями. Однако и в этом случае низкочастотные колебания отсутствовали. Вообще говоря, теория предсказывает, что если  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -колебания комбинируют, то в одномодовом лазере при центральной настройке, т. е. при настройке на центральную частоту  $\pi$ -контура усиления, частотное расщепление должно отсутствовать при любых магнитных полях. Поскольку одномодовый режим в нашем эксперименте соответствовал всегда центральной настройке, то нет ничего удивительного в том, что сигнал низкочастотных биений между  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентами отсутствовал.

Таким образом, в настоящей работе впервые были изучены зависимости частоты низкочастотных биений в  $\text{Ar}^+$  лазере от напряженности продольного магнитного поля. Установлено, что в случае продольного магнитного поля частота биений растет пропорционально полю. В припороговом режиме зависимость частоты биений от поля согласуется с теоретической, полученной для случая атомарного лазера. Экспериментально подтверждено предположение о том, что в одномодовом режиме при центральной настройке в поперечном поле низкочастотные биения отсутствуют.

#### Литература

- [1] С. А. Фридрихов, М. И. Дьяконов. Усп. физ. наук, **90**, 565, 1966.  
 [2] W. Sulshow, J. Kannelaud. Phys. Rev., **158**, 308, 1967.  
 [3] Т. М. Лапшин, Э. Т. Пестов, Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов. Ж. прикл. спектр., **10**, 456, 1959.

Поступило в Редакцию 14 сентября 1972 г.

УДК 539.196.8

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В СМЕСЯХ С He, Ar И Xe МЕТОДОМ СПЕКТРОФОНА

Е. Н. Ритынь

Теоретическое рассмотрение, предложенное в работах [2, 3], позволяет интерпретировать связь сдвига фазы, измеренного с помощью спектрофона, с временами колебательно-колебательной ( $\nu-\nu$ ) и колебательно-поступательной ( $\nu-T$ ) релаксации углекислого газа в смесях его с благородными газами. Ниже приводятся результаты исследования колебательной релаксации углекислого газа в смесях с He, Ar и Xe и их анализ на основе этой теории.

Исследование колебательной релаксации проводилось путем измерения фаз сигналов спектрофона, соответствующих полосам поглощения с  $\lambda=4.3$  мкм (уровень  $00^0_1$ ) и  $\lambda=14.8$  мкм (уровень  $01^1_0$ ). Измерения велись при комнатной температуре; частота модуляции составляла 726 гц ( $\omega=4560$  сек. $^{-1}$ ). Возбуждение уровней производилось радиацией, излучаемой штифтом Нернста, а участки спектра, соответствующие полосам поглощения, выделялись интерференционными фильтрами. Концентрация исследуемых смесей менялась путем добавления возрастающих количеств благородного газа к постоянному количеству  $\text{CO}_2$ .

Формулы, приведенные в работах [2, 3], позволяют составить выражения, связывающие сдвиг фазы спектрофона с парциальным давлением благородного газа как для случая возбуждения уровня  $00^0_1$  (фаза  $\psi_1$ ), так и для случая возбуждения уровня  $01^1_0$  (фаза  $\psi_2$ ). Измеряемая разность фаз выражается тогда следующим образом:

$$\psi_1 - \psi_2 = \arcsin \frac{[\sigma_I^3 - (1-G)\sigma_{III}^2]\omega + \left(\frac{C_{tr}}{C_{tot}}\right)^2 [\sigma_I - (1-G)\sigma_{III}]\omega^3}{\sigma_I^3\sigma_{III} + \left[(1-G)\sigma_I^2 + \sigma_I\sigma_{III}\left(\frac{C_{t2}}{C_{tot}}\right)^2\right]\omega^2 + (1-G)\left(\frac{C_{t2}}{C_{tot}}\right)^2\omega^4}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_I = \frac{1}{\tau_{CO_2}} P_{CO_2} + \frac{1}{\tau_{yT}} p_y, \quad \sigma_{III} = \frac{1}{\tau_{VV}} P_{CO_2} + \frac{1}{\tau_{yV}} p_y,$$

$P_{CO_2}$  — давление углекислого газа,  $p_y$  — давление благородного газа (индекс «y» заменяется при рассмотрении соответствующих случаев обозначениями He, Ar, Xe);