

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
ЛАЗЕРА С $\lambda=3.39$ МКМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИНИИ
ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА С $\nu_0=2947.8$ см^{-1}**

Б. А. Антипов, В. Е. Зуев, П. Д. Пырскова и В. А. Сапожников

С помощью перестраиваемого по частоте поперечным магнитным полем одночастотного He—Ne лазера с $\lambda = 3.39$ мкм прописан контур линии поглощения с центром 2947.8 см^{-1} группы $P(7)$ полосы ν_3 метана и определена величина интегральной интенсивности линии $S_0 = 0.78 \pm 0.04 \text{ см}^{-2} \text{ атм.}^{-1}$

В настоящее время оптические квантовые генераторы с $\lambda=3.39$ мкм, перестраиваемые и не перестраиваемые по частоте продольным магнитным полем, широко применяются для определения параметров линии поглощения CH_4 с центром $\nu_0=2947.9 \text{ см}^{-1}$ [1-6]. Использование в качестве источника излучения одночастотных лазеров наиболее перспективно, так как дает возможность получить разрешение не хуже $\Delta\nu=0.005 \text{ см}^{-1}$ и при перестройке частоты генерации магнитным полем можно прописать практически неискаженный контур исследуемой линии поглощения. Однако частотный диапазон перестраиваемых продольным магнитным полем коротких лазеров из-за плазменно-оптических явлений значительно меньше, чем для многочастотных лазеров. В настоящей работе сделана попытка расширить диапазон перестройки короткого лазера с $\lambda=3.39$ мкм с помощью поперечного магнитного поля с целью прописать контур линии поглощения, отстоящей на 0.1 см^{-1} от центра линии 2947.9 см^{-1} метана [7, 8].

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка включала короткий ($L=18.6 \text{ см}$) He—Ne лазер с $\lambda=3.39$ мкм, перестраиваемый по частоте поперечным полем напряженностью до $H \sim 3000$ э (рис. 1). Величина разрядного промежутка газовой трубки была почти вдвое меньше длины сердечника электромагнита (M), что обеспечивало высокую однородность поля внутри трубки. Кварцевые окна трубки, выставленные под углом Брюстера, расфокусировались таким образом, чтобы обеспечить максимальный выход компонент σ_+ и σ_- ; генерирующая вследствие большого усиления компонента π дополнительно отделялась от компонент σ_{\pm} германиевым поляризатором Ge_1 . Германиевой делительной пластинкой Ge_2 излучение обеих компонент направлялось на поглощающую кювету K и в канал контроля. Контрольный канал включал в себя приемное устройство для визуальной настройки длины резонатора с помощью пьезокерамики $Пк$ на максимум излучения одной из зеемановских компонент и сканирующий интерферометр Фабри—Перо $И$ (разрешение $\sim 30 \text{ Мгц}$). Излучение, прошедшее по обоим каналам, регистрировалось фотоспротивлениями из PbSe $П$; изменения сигнала наблюдались по показаниям выходных приборов усилителей и на осциллографах.

Результаты измерений

Герритсен и Геллер [2], исследуя пропускание метаном излучения многочастотного лазера ($L=1.2$ м), перестраиваемого по частоте продольным магнитным полем, наблюдали два максимума поглощения при $H \sim 64$ и 1860 э. Эти максимумы поглощения были идентифицированы ими как линии метана с центрами $\nu_1=2947.906$ см⁻¹ и $\nu_2=2947.805$ см⁻¹, если принять частоту генерации лазера при $H=0$ за $\nu=2947.903$ см⁻¹.

Для сравнения приведем частоты этих линий в спектре метана, записанного со спектральной шириной щели $0.02 - 0.03$ см⁻¹: $\nu_1 = 2947.888$ см⁻¹, $\nu_2 = 2947.792$ см⁻¹ [7]; $\nu_1=2947.9116$ см⁻¹, $\nu_2=2947.8106$ см⁻¹ [8]. Нами также наблюдались два максимума поглощения при напряженностях поперечного магнитного поля ~ 64 и 1960 э, что достаточно хорошо согласуется с данными работы [2].

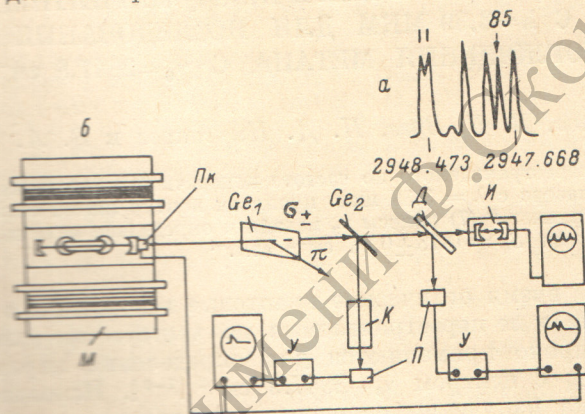


Рис. 1.

а — спектр группы Р (7) СН₄, по данным работы [2] (исследованные линии отмечены стрелкой), б — схема экспериментальной установки.

Как иллюстрацию поглощения излучения лазера линией метана с $\nu_0 = 2947.8$ см⁻¹ приводим осциллограммы зеемановского дублета при двух напряженностях магнитного поля до запуска (рис. 2, а) и после запуска (рис. 2, б) метана в кювету. Рис. 2, а₁ характеризует суммарную интенсивность двух компонент, центральные частоты которых находятся в условиях резонанса, и поэтому интерферометр Фабри—Перо фиксирует существование двухчастотного режима по всей области генерации (рис. 2, в). (Интерферограммы снимались при значениях выходной интенсивности лазера, отмеченных стрелками). Для сравнения приводим осциллограммы почти разделенных зеемановских компонент (рис. 2, а₂), имеющих лишь небольшую область одновременной генерации (двухчастотный режим). После запуска метана в кювету ($P \sim 50$ мм рт. ст.) в рассматриваемой области перестройки частоты лазера отчетливо наблюдается полное поглощение метаном одной из зеемановских компонент и хорошо виден контур второй, непоглощаемой компоненты (рис. 2, б).

Измерения спектральных коэффициентов поглощения линии с $\nu_0 = 2947.8$ см⁻¹ производились при давлениях метана 3—7 мм рт. ст. (длины кювет 4.5—2.6 см), т. е. в условиях, когда реализуется доплеровский контур и влиянием соседних линий можно пренебречь (по методике [5]). Необходимо отметить, что совместное сосуществование компонент σ_+ и σ_- в резонансных условиях при частотном интервале между ними, кратном $c/2L$, несколько затрудняет визуальную (по наблюдениям на экране осциллографа) настройку длины резонатора на максимум излучения только одной из зеемановских компонент дублета (рис. 2). Поэтому для наблюдения за спектром генерации в контрольный канал ставился интерферометр Фабри—Перо и измерения коэффициентов пропускания

производились только при одночастотном режиме генерации лазера. Однако в случае существования вышеупомянутых условий резонанса, когда при сканировании длины резонатора лазера сохраняется двухчастотный режим генерации по всему контуру генерации (рис. 2, a_1), пропускание можно измерять, учитывая, что интенсивности обеих компонент равны и приемником регистрируется их сумма. Из наблюдения возникновения резонансных условий можно определить фактор перестройки

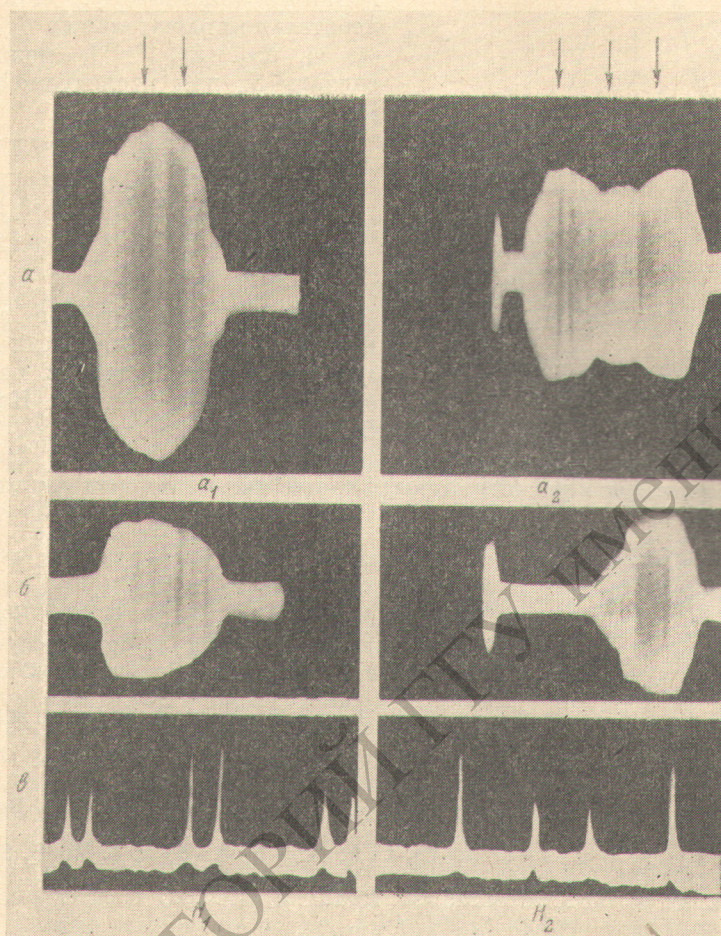


Рис. 2. Осциллограммы зеемановских компонент при $H_1=1930$ и $H_2=2080$ э,

a — до запуска метана, b — после запуска метана в кювету, $в$ — интерферограммы выходного излучения лазера при различных величинах расстройки резонатора.

при напряженностях магнитных полей до 3000 э. В нашем случае при больших магнитных полях $d\nu/dH=1.5$ Мгц/э, что хорошо совпадает с теоретическим значением фактора перестройки для самой интенсивной компоненты аномального эффекта Зеемана — 1.505 Мгц/э.

Результаты измерений спектрального коэффициента поглощения приведены на рис. 3. Разброс точек следует отнести за счет неточной настройки на максимум излучения поглощаемой компоненты (± 50 Мгц). Интегральная интенсивность определялась по величине коэффициента поглощения в центре линии k_0

$$S_0 \text{ см}^{-2} \text{ атм.}^{-1} = k_0 \gamma_D \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} = 0.78 \pm 0.04,$$

где γ_D — доплеровская полуширина при $T=300^\circ$ К. Сплошной кривой на рис. 3 представлен контур линии поглощения

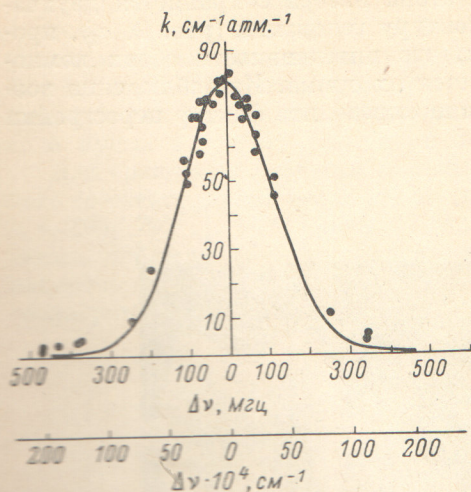


Рис. 3. Контур линии поглощения метана с $\nu_0 = 2947.8$ см⁻¹.

Авторы приносят глубокую благодарность К. Фоксу за предоставленный материал по расчету интегральной интенсивности линии метана с $\nu_0 = 2947.8$ см⁻¹.

$$k_\nu = \frac{S_0}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left\{ -\ln 2 \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\gamma_D^2} \right\}.$$

Используя данные появившихся в последнее время работ по оценке величины матричного элемента дипольного момента $\langle \mu_{ij} \rangle$ метана в колебательно-вращательных полосах ν_3 , ν_4 , $2\nu_3$, $3\nu_3$ [9-11], можно рассчитать S_0 для исследуемой линии метана

$$S_0 \text{ см}^{-2} \text{ атм.}^{-1} = 9.800 \cdot 10^{37} T^{-5/2} \times \\ \times \exp \left[-7.54 \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 / T \right] \times \\ \times \nu_0 \varepsilon_i \langle \mu_{ij} \rangle^2 = 0.91 \pm 0.12,$$

где $T = 300^\circ$ К, $\varepsilon_i = 2$, $\langle \mu_{ij} \rangle^2 = 0.75 \times (2J' + 4) D^2$. Полученное значение интегральной интенсивности S_0 и результаты данной работы несколько отличаются от данных Кайля [12] $S_0 = 1.1437$ см⁻² атм.⁻¹.

Литература

- [1] В. N. Edwards, R. E. Burch. J. Opt. Soc. Am., 55, № 2, 1962.
- [2] H. J. Gerritsen, M. E. Heller. Appl. Opt., Suppl., № 2, 73, 1965.
- [3] G. Hubbert, T. G. Kyle, G. J. Troup. JQSRT, 2, 1469, 1969.
- [4] H. Goldring, A. Szöke, E. Zamir, A. Ben-Reuven. J. Chem. Phys., 49, 4252, 1968.
- [5] Б. А. Андрипов, В. Е. Зуев, П. Д. Пырсинова, В. А. Сапожникова. Опт. и спектр., 31, 899, 1971.
- [6] E. McMahon, G. J. Troup, G. H. Hubbert, T. G. Kyle. JQSRT, 12, 797, 1972.
- [7] E. K. Plyler, E. D. Tidwell, R. J. Blaine. J. Res. Nat. Bur. Stand., 64A, № 3, 1960.
- [8] L. Henry, N. Husson, R. Andra, A. Valentin. J. Molec. Spectr., 36, 511, 1970.
- [9] K. Fox. Phys. Rev. Lett., 27, 233, 1971.
- [10] K. Fox. Phys. Rev., (A)6, 907, 1972.
- [11] I. Ozier. Phys. Rev. Lett., 27, 1329, 1971.
- [12] T. J. Kyle. Contr. N AF 19(628)—5706, Scientific Report № 1, 1968.

Поступило в Редакцию 4 сентября 1973 г.