

## НЕЛИНЕЙНЫЙ СДВИГ РЕЗОНАНСА В МЕТАНЕ НА $E$ -ЛИНИИ ПЕРЕХОДА $P(7)$ ПОЛОСЫ $\nu_3$

*С.Н.Багаев, С.В.Мальцев, В.П.Чеботаев*

Впервые сообщается о наблюдении нелинейной зависимости ударного сдвига резонанса в метане на  $E$ -линии от давления газа, о резком уменьшении сдвига в области низких давлений ( $\sim 1$  мтор).

1. В работе <sup>1</sup> сообщалось о первом наблюдении нелинейной зависимости сдвига резонанса в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии (переход  $P(7)$  полосы  $\nu_3$ ) от плотности газа в области давлений  $\sim 1$  мтор. Нелинейный характер сдвига связывался в <sup>1</sup> с влиянием упругого рассеяния возбужденных частиц на малые углы, когда доплеровский сдвиг  $kv\theta$  ( $kv$  – доплеровская ширина,  $\theta$  – характерный угол рассеяния частиц) при рассеянии соизмерим с однородной полушириной линии  $\Gamma$ . Сильно выраженная нелинейная зависимость сдвига не находила объяснения в существующих тогда теориях уширения и сдвига спектральных линий, которые для парной модели столкновений всегда давали линейную зависимость ударного уширения и сдвига линий от плотности газа. В первых теоретических работах <sup>2,3</sup> по исследованию ширины и сдвига резонанса при низких давлениях с учетом упругого рассеяния было показано, что при определенных условиях сдвиг резонанса действительно зависит от однородной ширины линии, что и обуславливает нелинейную зависимость его от плотности газа. К сожалению наличие магнитной сверхтонкой структуры на переходе  $F_2^{(2)}$  метана <sup>4-6</sup> приводит к допол-

нительным ударным и полевым сдвигам, что затрудняет сравнение выводов теории с экспериментом.

Интересным объектом для спектроскопических исследований является одиночная, свободная от сверхтонкой структуры  $E$ -линия перехода  $P(7)$  полосы  $\nu_3$  метана. Впервые резонансы на этой линии наблюдались в <sup>7, 8</sup>. Детальные исследования резонансов и их применение для стабилизации частоты были осуществлены в <sup>9 - 11</sup>.

В настоящей статье мы впервые сообщаем о наблюдении нелинейной зависимости ударного сдвига резонанса в метане на  $E$ -линии от давления газа, резком уменьшении столкновительного сдвига при низком давлении, что может быть важным для создания оптических стандартов частоты.

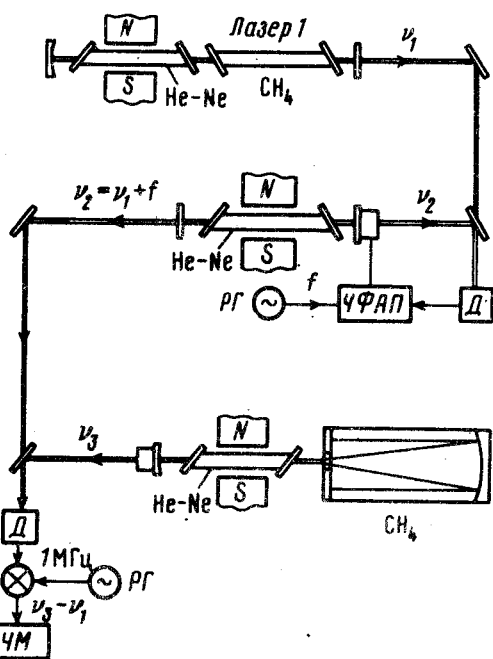


Рис. 1

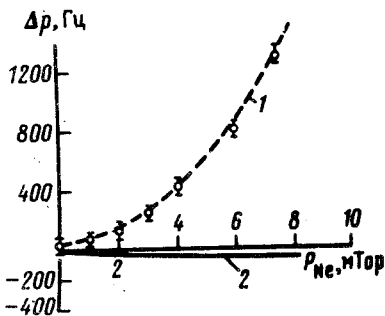


Рис. 2

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Д — фотодетектор, ЧФАП — электронная система частотно-фазовой автоподстройки, РГ — радиогенератор, СМ — смеситель, ЧМ — частотомер

Рис. 2. Зависимость сдвига максимума резонанса в метане на  $E$ -линии от давления неона. Давление метана — 2 мтор. Пунктирная кривая 1 — ударный сдвиг резонанса в метане на  $E$ -линии, кривая 2 — расчетная зависимость сдвига максимума резонанса в метане из-за квадратичного эффекта Доплера

2. Эксперименты были проведены на установке, схема которой показана на рис. 1. Методика измерения столкновительного сдвига резонанса в метане на  $E$ -линии состояла в следующем. Частота He-Ne-лазера 1 с внутренней метановой ячейкой настраивалась на максимум резонанса мощности, и измерялся сдвиг этой частоты относительно стабильного лазера 3 при изменении давления газа в ячейке.  $E$ -линия метана отстоит от центра линии усиления He-Ne-лазера на величину  $\approx 3$  ГГц в красную область. Для сдвига линии усиления использовалось поперечное магнитное поле напряженностью  $\approx 1800$  Э. Длина резонатора лазера 1 составляла 200 см, поглощающей метановой ячейки — 120 см. Диаметр светового пучка был равен 0,5 см. При давлении метана  $2 \cdot 10^{-3}$  тор резонанс мощности имел ширину 100 кГц, интенсивность 0,1 мВт и контраст 10%. Стабилизация частоты по максимуму такого резонанса осуществлялась с помощью электронной системы автоматической подстройки частоты. При времени усреднения  $\tau = 1$  с стабильность частоты составляла  $\sim 10^{-14}$ . В качестве лазера 3 использовался He-Ne/CH<sub>4</sub>-лазер с телескопическим расширителем пучка (см. рис. 1), частота которого стабилизировалась по максимуму сверхузкого резонанса в метане на  $E$ -линии шириной 5 кГц. Долговременная стабильность этого лазера  $6 \cdot 10^{-15}$  обеспечивала необходимую точность измерений.

Были измерены сдвиги частоты лазера 1 при добавлении в поглощающую ячейку неона. Давление метана составляло 2 мтор. Исследования были проведены при малой плотности поля в резонаторе (параметр насыщения  $\kappa \sim 0,1$ ). Это позволяло исключить сдвиги резонанса

из-за изменения интенсивности поля в резонаторе (см. <sup>12</sup>). На рис. 2 показана измеренная зависимость сдвига резонанса в метане от давления неона. Наблюдается нелинейный характер сдвига. В области давлений  $\sim 1$  мтор сдвиг мал и составляет  $\approx 30$  Гц/мтор. При увеличении давления сдвиг резко возрастает. При давлении неона  $6 \div 8$  мтор наклон сдвига равен  $\approx 300$  Гц/мтор.

3. Различные физические и технические факторы могут вызывать дополнительный сдвиг резонанса и стабилизированной частоты при изменении плотности газа и, следовательно, искажать характер столкновительного сдвига.

Значительные трудности возникали при устранении дополнительной модуляции мощности излучения на частоте сканирования длины резонатора. Эта модуляция возникает из-за угловых перемещений пьезоэлемента, на котором крепится зеркало, и из-за самофокусировки излучения в поглощающей ячейке. Присутствие дополнительного сигнала в системе АПЧ приводит к смещению частоты относительно максимума резонанса, величина которого нелинейно зависит от давления газа. Измерения показали, что при тщательной настройке резонатора, смещение стабилизированной частоты из-за присутствия дополнительной модуляции мощности излучения не превышало 200 Гц при изменении давления неона от нуля до 8 мтор.

Влияние кривизны волнового фронта гауссова пучка на сдвиги нелинейного резонанса по лощения теоретически и экспериментально исследовались в <sup>13, 14</sup> для случая слабой бегущей волны в поле сильной встречной. Для лазера с внутренней ячейкой поглощения сдвиги резонанса пропорциональны разности интенсивностей встречных волн, образующих стоячую волну <sup>15</sup>. Численный расчет для метана, показал, что в условиях описанного выше эксперимента сдвиг не превышает 10 Гц в исследуемой области давлений газа в ячейке <sup>1)</sup>.

В области низких давлений метана ( $\sim 1$  мтор), когда существенную роль начинают играть пролетные эффекты, вызванные селекцией молекул по медленным скоростям, появляются дополнительные сдвиги резонанса при изменении давления поглощающего газа из-за влияния квадратичного эффекта Доплера и эффекта отдачи. Влияние эффекта отдачи в пролетной области на положение максимума резонанса в метане было рассмотрено в <sup>16</sup>, где показано, что относительная величина сдвига и не превышает  $10^{-13} \div 10^{-14}$ . На рис. 2 представлена расчетная зависимость (кривая 2) квадратичного доплеровского сдвига резонанса в метане, полученная в условиях нашего эксперимента в соответствии с результатами <sup>17</sup>. Сдвиг направлен в красную область. Величина сдвига оказывается малой и не меняет нелинейный характер измеренного сдвига от давления. Пунктирной линией на рис. 2 выделен столкновительный сдвиг резонанса в метане на *E*-линии.

Качественное объяснение наблюдаемой нелинейной зависимости ударного сдвига резонанса дано в <sup>1</sup>. В соответствии с результатами теории <sup>2</sup> различие наклонов сдвига нелинейного резонанса в области малых ( $\Delta_1$ ) и больших ( $\Delta_2$ ) давлений для потенциала  $c/r^6$  определяется как  $(\Delta_1/\Delta_2) \sim (\sigma_H/\sigma_y)^{3/2}$ , где  $\sigma_H$  и  $\sigma_y$  — полные сечения неупругого рассеяния соответственно. Согласно данным <sup>18</sup> отношение сечений упругого и неупругого рассеяния в метане равно  $\sim 4$ , поэтому  $\Delta_2/\Delta_1 \sim 8$ , что хорошо согласуется с результатами описанного выше эксперимента.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Е.В.Бакланову и Е.А.Титову за полезные обсуждения, В.Г.Гольдурту и А.Э.Ому за разработку электронных систем; А.С.Дыкову за помощь в проведении ряда экспериментов.

#### Литература

1. Багаев С.Н., Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 344; Препринт ИФП СО АН СССР Новосибирск, 1972.

<sup>1)</sup> Численный расчет был выполнен Е.А.Титовым, которому авторы выражают свою благодарность.

2. Алексеев В.А., Андреева Т.Л., Собельман И.И. ЖЭТФ, 1973, 64, 813.
3. Бакланов Е.В. Оптика и спектроскопия, 1975, 38; 24.
4. Shimoda K. Japan J. of Appl. Phys., 1973, 12, 1393.
5. Hall J.L., Borde C. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 1101.
6. Багаев С.Н., Василенко Л.С., Гольдорт В.Г., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Чеботаев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1977, 3, 202.
7. Luntz A.S., Brewer R.G., Foster K.L. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 951.
8. Luntz A.S., Brewer R.G. J. Chem. Phys., 1971, 54, 3641.
9. Hall J.L., Magyar J.A. In: High-Resolution Laser Spectroscopy, ed. by K. Shimoda (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1976) p. 173.
10. Brillat A., Cerez P., Hajdukovic S., Hartmann F. Optics Comm., 1976, 17, 336.
11. Кошеляевский Н.Б., Малышев Ю.М., Овчинников С.В., Расторгуев Ю.С., Татаренков В.М., Титов А.Н. Квантовая электроника, 1979, 6, 478.
12. Алексеев В.А., Яценко Л.П. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 389; ЖЭТФ, 1979, 50, 1083.
13. Borde C., Hall J.L., Kunasz C.V., Hummer D.C. Phys. Rev., 1976, A 14, 236.
14. Hall J.L., Borde C. Appl. Phys. Lett., 1976, 29, 788.
15. Багаев С.Н., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Чеботаев В.П. ЖЭТФ, 1980, 79, 1160.
16. Титов Е.А. Кандидатская диссертация, Новосибирск, 1977.
17. Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я. Квантовая электроника, 1975, 2, 2041.
18. Багаев С.Н., Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 16.

Институт теплофизики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
7 апреля 1983 г.