

**АНОМАЛЬНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ  
СДВИГА ЦЕНТРА ЛЭМБОВСКОГО ПРОВАЛА  
В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

*С. Н. Багаев, Е. В. Бахланов, В. П. Чеботаев*

1. В этой работе впервые сообщается о наблюдении нелинейной зависимости сдвига центра лэмбовского провала от давления в молекулярных газах. Нелинейный характер сдвига обусловлен влиянием упругого рассеяния молекул в области ширин и давлений, когда доплеровское смещение частоты при рассеянии сравнимо с ударной шириной [1]. Обнаруженные особенности открывают принципиально новые возможности лазерной спектроскопии для измерения сечений упругого рассеяния и изучения потенциала взаимодействия сталкивающихся молекул.

Наши спектроскопические исследования с относительной точностью  $10^{-13}$  стали возможны благодаря значительному прогрессу методов стабилизации частоты, предложенных в [2 – 4] и основанных на использовании нелинейного поглощения молекул. Мы также сообщаем о получении воспроизводимости  $3 \cdot 10^{-14}$ , высоких значениях кратковременной и длительной стабильности частоты  $5 \cdot 10^{-15}$ . Резкое уменьшение сдвига лэмбовского провала в области малых давлений<sup>1)</sup> практически снимает одно из основных препятствий для достижения значений воспроизводимости частоты порядка  $10^{-13} \pm 10^{-15}$  и, следовательно, открывает новые перспективы для оптических стандартов частоты.

2. Ударные сдвиги центра лэмбовского провала измерялись по смещению частоты стабилизированного по пику мощности генерации [3,5] He – Ne -лазера с нелинейным поглощением на метане ( $\lambda = 3,39$  мкм). Эта система, предложенная в [2, 3], оказалась удобной для проведения спектроскопических исследований. Узкие резонансы и стабилизация частоты генерации в ней были получены впервые в [6]. В зависимости от времени усреднения  $\tau$  в [7 – 9] была достигнута длительная стабильность  $10^{-11} - 10^{-13}$ . Конкуренция мод в лазере с нелинейным поглощением ведет к сужению резонанса и увеличению его контрастности [10]. Это позволило получить длительную стабильность частоты  $5 \cdot 10^{-14}$  для  $\tau = 10$  сек [11]. Несмотря на достижение высокой длительной стабильности, данные по исследованию столкновений – наиболее важного физического фактора, ограничивающего получение высоких значений воспроизводимости частоты, практически отсутствовали. Исследования воспроизводимости частоты ограничивались значением  $\sim 10^{-11}$ .

Предварительные опыты показали, что для измерения сдвигов линии в области давлений  $\sim 1$  мтор требуется абсолютная точность настройки на центр лэмбовского провала  $\sim 10$  ц. С изменением ширины и амплитуды пика при различных значениях давления газа, величины поля и т. д. меняется коэффициент усиления и величина статической ошибки системы автоматической подстройки частоты. При неточной настройке на центр пика, которая несущественна для получения длительной стабильности, из-за статической ошибки могут появиться большие, но ложные "ударные" и "полевые" сдвиги частоты. Поэтому наши усилия были направлены на резкое улучшение параметров резонанса по сравнению с нашими ранними экспериментами [9]. В этой работе амплитуда пика 3 – 5 мвт (контрастность пика 50 – 90%), ширина  $\sim 5 \cdot 10^4$  ц при давлении  $\text{CH}_4$  менее 1 мтора. Принятые меры защиты от вибраций обеспечили более высокую кратковременную стабильность по сравнению с известными результатами (рис. 1).

3. Нелинейная зависимость сдвига центра лэмбовского провала от давления He и Xe, приведенная на рис. 2, показывает, что в области малых давлений  $\sim 1$  мтор сдвиг очень мал. С увеличением давления сдвиг резко возрастает, и наклон кривой при давлениях более 10 мтор соизмерим с ударным сдвигом доплеровского контура, полученным в

<sup>1)</sup> На возможность уменьшения ударного сдвига лэмбовского провала при малых давлениях было указано в [1].

[12] при давлениях  $10 \div 100$  тор. Указанная зависимость не находит объяснения в теории<sup>1)</sup>. Теория сдвига лэмбовского провала при столкновениях может быть построена на основе квантовых кинетических уравнений работы [13], обобщенных на случай задач, нелинейных по полю. Здесь мы ограничимся лишь качественной оценкой. Для сдвига линии имеем (см. [14])

$$\Delta = Nv\sigma^{(0)}, \quad \sigma^{(0)} = 2\pi \int_0^{\infty} d\rho \rho \sin \eta(\rho), \quad (1)$$

где  $N$  – плотность рассеивающих центров,  $v$  – средняя скорость молекулы,  $\eta(\rho)$  – разность набегов фаз на верхнем и нижнем уровнях для пролета с прицельным параметром  $\rho$ . При выводе (1) пренебрегают изменением скорости при столкновении. Для вычисления сдвига узкого лэмбовского провала  $\Delta_{\text{л}}$  изменением траектории пренебрегать нельзя, так как атомы, рассеянные на углы  $\theta > \theta_{\text{л}} = \gamma/kv$  ( $\gamma$  – ширина провала,  $k$  – волновое число), вклад в сдвиг провала не дадут. Интегрируя в (1) не от нуля, а от  $\rho_{\text{л}}$  ( $\rho_{\text{л}}$  соответствует  $\theta_{\text{л}}$  и находится из решения классической задачи рассеяния), получим

$$\Delta_{\text{л}} = 2\pi Nv \int_{\rho_{\text{л}}}^{\infty} d\rho \rho \sin \eta(\rho). \quad (2)$$

Высокочастотный сдвиг линии метана соответствует большой роли отталкивающих сил при взаимодействии  $\text{CH}_4$  с атомами He и Xe.

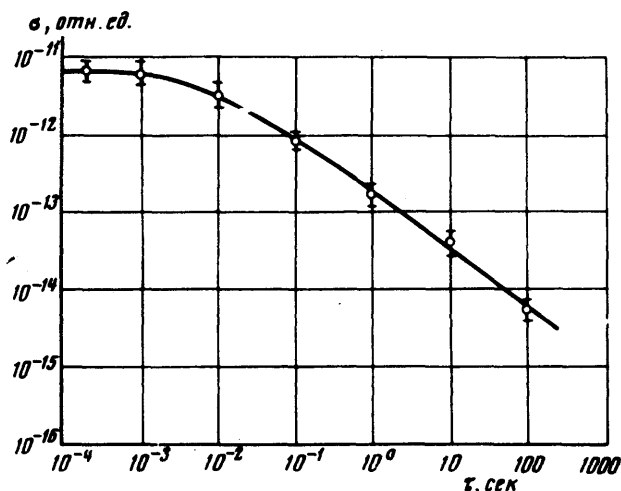


Рис. 1. Зависимость среднеквадратичного отклонения частоты  $\sigma$  (отн. ед.) от времени усреднения  $\tau$ . Данные получены с помощью электронно-счетного частотомера

<sup>1)</sup> Особенности уширения в молекулярном газе низкого давления были отмечены в нашем препринте №15 ИФП СО АН СССР, 1970 г., в соавторстве с Л.С.Василенко. Нелинейная зависимость уширения линии от давления при малых частотах столкновений была теоретически рассмотрена в нашем препринте №22 ИФП СО АН СССР, 1972 г.

Если отталкивающие силы описывать потенциалом  $c/r^{12}$ , то для  $\Delta_{\text{д}} \ll \Delta$  и сильно отличающихся константах  $c$  для верхнего и нижнего уровней из (2) можно получить

$$\Delta_{\text{д}} \approx 0,1 [q\sqrt{\sigma^{*2}}(\gamma/kv)]^{3/4} \Delta, \quad (3)$$

где  $q = Mv/\hbar$ ,  $M$  – масса молекулы. Оценка по (3) находится в качественном согласии с результатами эксперимента. Для давления 1 мтор имеем  $\gamma/kv \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Delta \sim 500$  гц [12], что дает  $\Delta_{\text{д}} \sim 1$  гц.

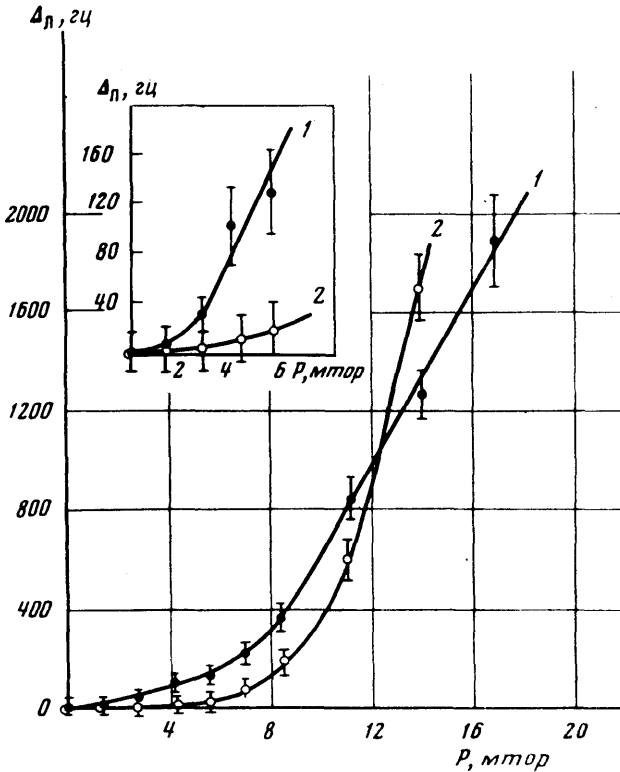


Рис. 2. Смещение частоты генерации лазера, стабилизированного по пику мощности, от давления гелия (кривая 1) и ксенона (кривая 2) в ячейке поглощения. Давление метана в ячейках  $\sim 1$  мтор

Для потенциала Ленарда – Джонса, который используется для описания рассеяния молекул, притягивающая часть потенциала в основном влияет на рассеяние молекулы как целого и существенного вклада в сдвиг линии не дает. Короткодействующая часть потенциала  $c/r^{12}$  заметна на расстояниях порядка размера молекулы и различна для верхнего и нижнего уровней, что приводит к появлению сдвига. С уменьшением давления и ширины линии роль столкновений с большими  $\rho$  увеличивается. Анализируя (2), можно отметить две физические причины, ответственные за резкое уменьшение сдвига при низких давлениях: уменьшение числа рассеянных атомов в область взаимодействия, возрастание роли сил притяжения и, как следствие, уменьшение сдвига.

4. Малые сдвиги линии в метане менее  $10 \text{ иц/мтор}$  в области  $\sim 1 \text{ мтор}$  способствовали достижению высоких значений воспроизводимости частоты. При одинаковых давлениях метана в ячейках лазеров измеренные средние значения частот отличались менее, чем на 3 иц при обработке результатов 50 независимых настроек двух лазеров. Результаты измерения сдвигов и прямые исследования воспроизводимости частоты лазеров свидетельствуют о том, что газовые лазеры становятся самыми высокостабильными генераторами электромагнитного излучения и открывают возможности для постановки фундаментальных физических экспериментов. Становится реальным создание генераторов с длительной стабильностью частоты  $\sim 10^{-17}$  и воспроизводимостью  $\sim 10^{-15}$ .

Мы благодарим Л.С.Василенко за обсуждение, А.К.Дмитриева за помощь в экспериментах.

Институт физики полупроводников  
Сибирское отделение  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 августа 1972 г.

#### Литература

- [ 1 ] С.Н.Багаев, Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, 16, 15, 1972.
- [ 2 ] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
- [ 3 ] В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 419, 1968; S.N.Bagaev, Yu. D.Kolomnikov, V.N.Lisitsyn, V.P.Chebotayev. IEEE J. of Quant Elect., QE-4, 868, 1968.
- [ 4 ] В.С.Летохов, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, 9, 364, 1969.
- [ 5 ] P.H.Lee, M.L.Skolnick. Appl. Phys. Lett., 10, 303, 1967.
- [ 6 ] R.L.Barger, I.L.Hall. Phys. Rev. Lett., 22, 4, 1969.
- [ 7 ] Н.Г.Басов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. Письма в ЖЭТФ, 12, 95, 1970.
- [ 8 ] R.L.Barger, J.L.Hall. VI Intern. Quant. Electron. Conference, Kyoto, Japan, 1970.
- [ 9 ] С.Н.Багаев, Л.С.Василенко, В.М.Клементьев, Ю.А.Матюгин, Б.И.Трошин, В.П.Чеботаев. Препринт №14 ИФП СО АН СССР, 1970.
- [ 10 ] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. ЖЭТФ, 57, 1991. 1969.
- [ 11 ] Н.Г.Басов, М.А.Губин, В.В.Никитин, Е.Д.Проценко, В.А.Степанов. Письма в ЖЭТФ, 15, 525, 1972; Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.И.Вольнов, М.А.Губин, В.В.Никитин, В.Н.Трошагин. Письма в ЖЭТФ, 15, 659, 1972.
- [ 12 ] H.Goldring, A.Szöke, E.Zamir, A.Ben-Reuven. J. Chem. Phys., 49, 4253, 1968.
- [ 13 ] В.А.Алексеев, Т.М.Андреева, И.И.Собельман. ЖЭТФ, 62, 614, 1972.
- [ 14 ] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, 1963.