

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДРЕЙФОВОГО ДВИЖЕНИЯ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ РЕЗОНАНСНЫМ ИК ИЗЛУЧЕНИЕМ

*В. Ю. Баранов, Е. П. Велихов, А. М. Дыхне,
С. А. Казаков, В. С. Межевов, М. Ю. Орлов,
В. Д. Письменный, А. И. Стародубцев, А. Н. Старостин*

В работе впервые приводятся результаты экспериментального исследования дрейфового движения молекул SF_6 под действием излучения CO_2 -лазера. Отношение концентраций молекул SF_6 (в смесях с He и H_2) на входном и выходном концах кюветы достигало $\sim 10^2$. Величины потоков резонансных молекул в миллиарды раз превосходят потоки, полученные в экспериментах [3, 8] с парами натрия при облучении источниками оптического диапазона, хотя средняя мощность излучения направляемого в кювету при этом не превышала ~ 20 Вт.

Как показано в работе [1] под действием ИК излучения в газовой смеси могут возникнуть внутренние макроскопические потоки, обусловленные дрейфовым движением резонансных молекул. Это явление родственно рассмотренному в [2, 3] для атомарного газа. Использование лазеров ИК диапазона и молекулярных газов имеет целый ряд преимуществ (см. [1]). Во-первых, в ИК диапазоне существуют источники излучения по средней мощности и КПД значительно превосходящие лазеры видимого и УФ диапазона (например, CO_2 -лазеры). При этом энергетическая цена процесса при облучении источником ИК излучения в $\sqrt{M/m}$ раз меньше, чем в оптическом диапазоне (M – масса молекулы или атома, m – масса электрона). Во-вторых, наличие сложного колебательно-вращательного спектра многоатомных молекул значительно снижает требование к ширине линии генерации и перестройке источника по частоте. И, наконец, возможность работать при более низких (чем в атомарном варианте) температурах и существенно больших плотностях облегчает применение эффекта (очистка газов, экология, разделение изотопов и др.).

При облучении молекулярного газа ИК-лазером кроме эффекта дрейфа могут возникать также эффекты диффузионного втягивания резонансных частиц в луч [4] и термодиффузии, стимулированной лазерным воздействием [5]. Оба эффекта имеют диффузионную природу и от них можно избавиться, используя импульсно-периодическое излучение с большой скважностью $N = (f \tau_{И})^{-1}$ (f – частота следования, $\tau_{И}$ – длительность импульса). В паузах между импульсами обычная диффузия будет рассасывать потоки, возникающие во время лазерного облучения.

Эксперимент проводился с помощью импульсно-периодического CO_2 -лазера, описанного в работе [6]. В качестве резонансных частиц использовались молекулы SF_6 при давлении 0,1 + 1 тор в смеси с буферным газом (He или H_2 с давлением от 0 до 30 тор. Излучение CO_2 -лазера с длительностью импульса $\tau \approx 5$ мксек и варьируемой энергией в импульсе (0,1 + 1 Дж) и частотой следования импульсов (до 200 Гц) на-

правлялась в кювету из меди длиной 1 м с поперечным сечением $1 \times 3 \text{ см}^2$. Средняя мощность на входе в кювету $\sim 20 \text{ В}$.

На концах кюветы находились отрезки длиной 10 см, через которые осуществлялась непрерывная регистрация плотности SF_6 с помощью спектрофотометра ИКС-29. Кювета позволяла отбирать с обоих концов пробы газа и прописывать ИК и масс-спектры до и после облучения. Использование дифракционной решетки позволяло осуществлять перестройку CO_2 -излучения по вращательным линиям в полосе 10,6 мкм.

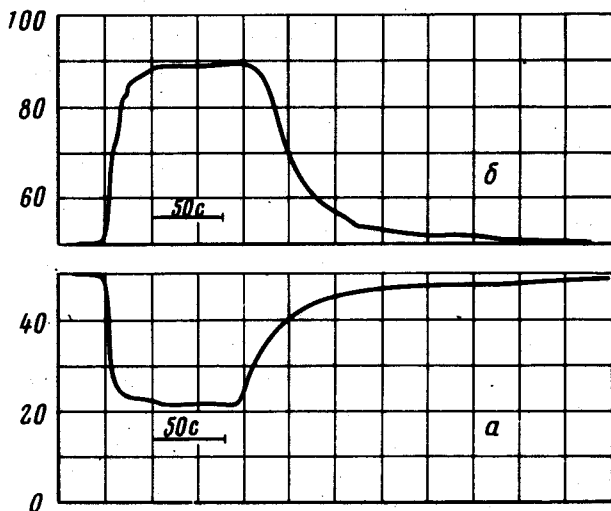


Рис. 1. Показания спектрофотометра ИКС-29 на входном (по отношению к лучу) (а) и выходом (б) концах кюветы. $\text{SF}_6 : \text{He} = 1 : 10$, $P_{\Sigma} = 4 \text{ тор}$, $f = 50 \text{ Гц}$

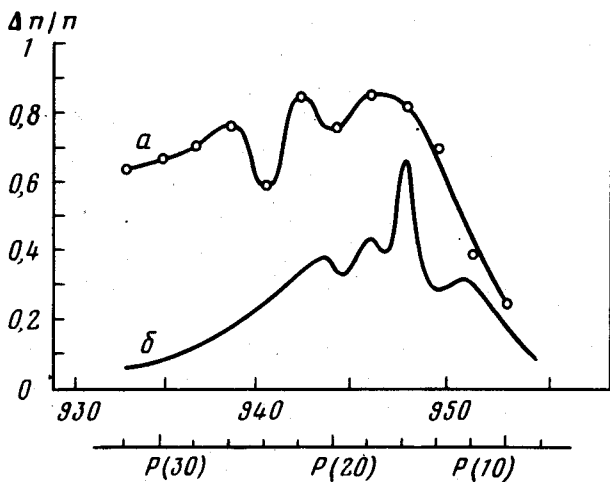


Рис. 2. Зависимость $(\Delta n/n)_{\text{SF}_6}$ на выходном конце кюветы от длины волны CO_2 -лазера (а), б — спектр поглощения SF_6 , $\text{SF}_6 : \text{He} = 1 : 11$, $P_{\Sigma} = 4 \text{ тор}$, $f = 80 \text{ Гц}$

На рис. 1 представлены показания спектрофотометра ИКС на входном (по отношению к лучу) и выходном концах кюветы. Увеличение концентрации SF_6 наблюдается у входного конца. На основании подобных измерений изучались зависимости изменения плотности молекул SF_6 (Δn) от следующих факторов: энергия в одиночном импульсе CO_2 -лазера, частоты следования импульсов, суммарного давления смеси, относительного содержания $n(\text{SF}_6)/n(\text{He})$, длины волны возбуждающего излучения. На рис. 2. представлены спектральные зависимости $(\Delta n/n)_{\text{SF}_6}$

на выходном конце кюветы. В исследованном диапазоне частот знак эффекта остается одним и тем же, причем максимум сдвинут по частоте относительно спектра линейного поглощения ${}^3\text{SF}_6$ в красную сторону, что, по-видимому, означает, что в дрейф вовлекаются молекулы, возбуждаемые на верхние колебательные состояния 1, 2, и т. д. На рис. 3 представлены зависимости величины $\Delta n/n$ на выходном конце кюветы от отношения $p(\text{He})/p(\text{SF}_6)$. С увеличением частоты следования f величина $(\Delta n/n)_{\text{вых}}$ монотонно растет, приближаясь к единице. Уменьшение плотности на уровне $\sim 10\%$ у выходного конца кюветы наблюдается даже при частоте следования $f \sim 1$ Гц, что свидетельствует о недиффузионной природе наблюдаемого явления. Величина $(\Delta n/n)_{\text{вых}}$ увеличивается с ростом энергии в импульсе излучения. При облучении SF_6 в отсутствие буферного газа изменение плотности не наблюдалось. В зависимости от суммарного давления смеси P_{Σ} при соотношении $\text{SF}_6 : \text{He} = 1 : 11$ наблюдался максимум величины $(\Delta n/n)_{\text{вых}}$ при давлении $P_{\Sigma} \sim 3 + 4$ тор (на разных линиях CO_2 -излучения).

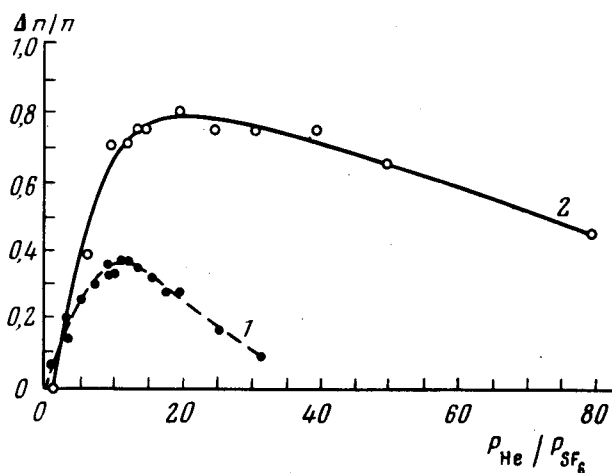


Рис. 3. Зависимость величины $(\Delta n/n)_{\text{SF}_6}$ на выходном конце кюветы от отношения $p(\text{He})/p(\text{SF}_6)$: кривая 1 — $P_{\text{SF}_6} = 0,5$ тор, кривая 2 — $P_{\text{SF}_6} = 0,2$ тор

Аналогичные зависимости наблюдаются, если в качестве буферного газа использовать водород. Максимальная величина эффекта $n_{\text{вх}}/n_{\text{вых}}$ составляет $\sim 10^2$. При использовании для сужения линий источника внешнего стационарного CO_2 -лазера низкого давления [7] (при этом $\Delta \nu_{\text{л}} \sim 20$ МГц) заметного изменения величины эффекта не наблюдалось.

Были проведены эксперименты при облучении стеклянной кюветы длиной 1 м с внутренним диаметром 5 мм излучением стационарного CO_2 -лазера, перестраиваемого по линиям с помощью дифракционной решетки. На уровне мощности $P \sim 30$ Вт/см² изменения плотности SF_6 (в смеси с He при P_{Σ} до 30 тор, $p_{\text{SF}_6} \geq 0,1$ тор) на обоих концах кюветы не превышали ошибок измерения.

Предварительные эксперименты по облучению смеси ${}^3\text{SF}_6 : {}^3\text{SF}_6 = 1 : 3,7$ (при давлении He от 0 до 30 тор) показали обогащение по ${}^3\text{SF}_6$ на входном и по ${}^3\text{SF}_6$ на выходном концах кюветы. Суммарный эффект

$$\text{обогащения, определяемый отношением } \frac{n({}^3\text{SF}_6)}{n({}^3\text{SF}_6)} \Big|_{\text{вх}} = \frac{n({}^3\text{SF}_6)}{n({}^3\text{SF}_6)} \Big|_{\text{вых}}$$

составляет $1,08 \pm 0,03$.

Как отмечалось в работе [1] с помощью дрейфа резонансных молекул, можно осуществлять разделение нерезонансных газов, поскольку их скорости, вообще говоря, различны.

В смеси с $SF_6 : H_2 : He$ (0,3 : 1,8 : 1,8; $P_{\Sigma} = 4$ тор), наблюдалось увеличение содержания водорода по отношению к содержанию He в пробах, отбираемых для масс-спектрального анализа с выходного конца кюветы, на уровне $\sim 20\%$.

В пользу дрейфового характера наблюдаемого эффекта свидетельствует и соотношение характерного времени установления (τ_y), соотношения плотностей молекул ($n_{ВХ}/n_{ВЫХ}$) и времени распада (τ_p) после выключения лазера.

Рассмотрим диффузионную задачу с учетом дрейфового сноса частиц со средней скоростью $\langle u \rangle = u_{max}/N$; u_{max} — максимальная величина скорости дрейфа; в импульсно-периодическом случае ($\tau_{и} < \tau_{туш}$)

$u_{max} \sim \frac{\Delta\nu}{\nu} \frac{\nu_B}{\nu_B + \nu_S} l/\tau_{и}$; здесь $\Delta\nu$ — разность транспортных частот молекул в верхнем и нижнем состояниях; ν_B, ν_S — частоты соударений молекул с буфером и друг с другом, l — длина пробега по отношению к передаче импульса $l \sim v_T/(\nu_B + \nu_S)$. При $n \ll n_B$ получим, что за

время $\tau_y = \frac{2L}{\langle u \rangle} \left(\left(\frac{2\pi}{P_e} \right)^2 + 1 \right)^{-1}$ (здесь $P_e = \langle u \rangle L/D$ — число Пекле) уста-

навливается распределение резонансных частиц, причем $n_{ВХ}/n_{ВЫХ} = e^{P_e}$. Это распределение распадается после выключения лазера за время $\tau_p = L^2/\pi^2 D$. Используя экспериментальные значения $P_e = 1 + 4$, $\tau_y \sim 5$ сек, $\tau_p \sim 25$ сек, получим $\langle u \rangle \sim 1 + 10$ см/сек. С учетом скважности $N \geq 10^3$, для максимальной скорости имеем $u_{max} \sim 10 + 10^2$ м/сек. Из выражения для u_{max} следует, что оптимальная величина эффекта достигается при $\nu_B \sim \nu_S$. Учитывая соотношения $\nu_i \sim [M/\mu_i]^{-1} n_i (\sigma v)_i$ (где μ_i — приведенная масса резонансной частицы и партнера (i), n_i — его

концентрация) получим $(n_B/n_S)_{опт} \sim \sqrt{\frac{\mu_S}{\mu_B}} \frac{\sigma_S}{\sigma_B} \sim 12$, что хорошо сог-

ласуется с экспериментом (рис. 3).

Из приведенных данных следует, что достигнутые в наших условиях потоки молекул в миллиарды раз превышают потоки атомов, полученные в экспериментах [3, 8]. Это превышение возникает за счет большей плотности резонансных частиц, меньшего времени выхода на стационар и большего поперечного сечения кюветы.

Авторы благодарят Л.А.Большова, А.П.Напартовича и Г.И.Сурдутовича за интерес к работе и полезные обсуждения и В.И.Дербилова за помощь в проведении эксперимента.

Поступила в редакцию
4 марта 1980 г.

Литература

- [1] А.М.Дыхне, А.Н.Старостин. ДАН СССР, 251, №1, 1980.
[2] Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагий. Письма в ЖЭТФ, 29, 773, 1979.

- [3] В.Д.Анцигин, С.Н.Атутов, Ф.Х.Гельмуханов, Г.Г. Телегин, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 30, 262, 1979.
- [4] Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин. ЖЭТФ, 77, 461, 1979.
- [5] Н.В.Карлов, Ю.Н.Петров, А.М.Прохоров, И.В.Федоров. ЖТФ, 48, 2334, 1978.
- [6] В.Ю.Баранов, Е.П.Велихов, С.А.Казаков, Д.Д.Малюта, В.С. Межевов, В.Г.Низьев, С.В.Пигульский, В.Д.Письменный, А.И.Стародубцев. Квантовая электроника, 6, 811, 1979.
- [7] В.Ю.Баранов, С.А.Казаков, В.В. Лиханский, В.С.Межевов, А.П. Нартрович, М.Ю.Орлов, В.Д.Письменный, А.И.Стародубцев. Квантовая электроника, 6, 2463, 1979.
- [8] J.E.Bjorkholm, A.Ashkin, D.V.Pearson. Appl. Phys. Lett., 27, 534, 1975.
-