

## ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО РАСПАДА НАСЕЛЕННОСТИ, ОРИЕНТАЦИИ И ВЫСТРАИВАНИЯ МЕТОДОМ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ

*Л. С. Василенко, Н. Н. Рубцова\*, Е. Б. Хворостов*

*Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 1997 г.

Методом стимулированного фотонного эха со специально выбранными линейными поляризациями возбуждающих импульсов когерентного резонансного излучения исследованы деполаризующие столкновения в молекулярном газе  $SF_6$  и его смесях с буферами He и Xe. Впервые в одном эксперименте определены скорости столкновительного распада населенности, ориентации и выстраивания в ансамбле частиц газа. Эти скорости релаксации измерены как функции продольных скоростей поступательного движения резонансных частиц. В пределах точности эксперимента не было обнаружено какой-либо заметной зависимости скоростей столкновительного распада от скоростей поступательного движения частиц. Этот результат подтверждает обычный теоретический подход к деполаризующим столкновениям. В чистом  $SF_6$  скорости распада ориентации и выстраивания оказались меньше, чем релаксационная константа столкновений с изменением продольной скорости (упругих столкновений), известная из экспериментов по наблюдению обычного фотонного эха. Это означает, что только часть упругих столкновений участвует в разрушении мультипольных моментов уровней. Получено свидетельство того, что релаксация мультипольных моментов, создаваемых поляризованным излучением в резонансной среде газа молекул  $SF_6$ , является зависимой от  $j$  — полного момента уровня.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с проведения первых экспериментов по оптической накачке [1], хорошо известно, что поляризованный свет способен создать специфическое неравновесное распределение населенностей между магнитными подуровнями возбужденного и (или) основного квантового состояния [2]. Распад такого поляризованного состояния вызывается деполаризующими столкновениями, которые очень чувствительны к асимметрии потенциала взаимодействия [3].

Когерентные переходные явления, такие как фотонное эхо и его модификации, широко используются для исследования процессов релаксации в различных средах [4, 5], в том числе в газах [6–8].

Обычное фотонное эхо формируется в резонансной среде в момент времени  $2T_{12}$  после прохождения двух коротких световых импульсов с временем задержки  $T_{12}$  между ними. Фотонное эхо — спонтанное когерентное излучение ансамбля частиц, который хранит фазовую память о первом возбуждающем импульсе в недиагональной компоненте оптической матрицы когерентности. Поэтому обычное фотонное эхо успешно

\* E-mail: rubtsova@isp.nsc.ru

применялось для измерения константы релаксации  $\gamma_{ab}^{(1)}$  (скорость распада поляризации среды) [9]. Было предсказано, что этот метод дает возможность измерения других характеристик релаксации  $\gamma^{(\kappa)}$  ( $\kappa \neq 1$ ) оптической матрицы когерентности посредством создания фотонного эха во внешнем магнитном поле [10].

Поляризационные эффекты при формировании фотонного эха могут быть использованы для идентификации квантового перехода при малых  $j$  или для идентификации типа перехода при  $j \gg 1$  [11]. С помощью поляризационных особенностей генерации эхо-откликов в стоячих волнах могут быть измерены вероятность спонтанного излучения на резонансном квантовом переходе, скорости релаксации всех компонент матрицы оптической когерентности [12], величина столкновительного сдвига спектральной линии [13].

Метод стимулированного фотонного эха может быть применен к измерению некоторых констант релаксации самих квантовых уровней (с учетом их вырождения по магнитным подуровням), таких как релаксация населенности, ориентации и выстраивания, без приложения внешнего магнитного поля [14]. Сигнал стимулированного фотонного эха появляется в момент времени  $2T_{12} + T_{23}$ , после того как резонансная среда последовательно возбуждается тремя световыми импульсами с временами задержки  $T_{12}$  между первым и вторым импульсами и  $T_{23}$  между вторым и третьим импульсами. Фазовая память о первом и втором возбуждающих импульсах хранится в течение времени задержки  $T_{23}$  в диагональных компонентах матрицы когерентности  $\rho_{\mu\mu'}^{(aa)}$  и  $\rho_{mm'}^{(bb)}$ . Здесь  $m$  и  $\mu$  — соответственно проекции полных моментов верхнего ( $j_a$ ) и нижнего ( $j_b$ ) уровней.

Следуя [14], рассмотрим возбуждение резонансной среды последовательностью трех линейно поляризованных импульсов, распространяющихся вдоль оси  $y$ . Пусть поляризация третьего импульса совпадает с направлением оси  $z$ , а поляризации первого и второго импульсов повернуты соответственно на углы  $\psi_1$  и  $\psi_2$ . Для нахождения электрической амплитуды стимулированного фотонного эха используется разложение матрицы когерентности  $\rho_{m\mu}^{(ba)}$  и столкновительной матрицы  $\Gamma_{m\mu}^{m'\mu'}(\mathbf{v})$  по неприводимым тензорным операторам [10]. Три первых члена разложения диагональной компоненты  $\rho_{m\mu}^{(ba)}$  есть полная населенность уровня (нулевой член), ориентация уровня (первый член) и выстраивание уровня (второй член). Появление первого или второго членов соответствует возникновению макроскопического магнитного момента или макроскопического электрического квадрупольного момента в подансамбле резонансных частиц. Разложение столкновительной матрицы  $\Gamma_{m\mu}^{m'\mu'}(\mathbf{v})$  дает соответствующие скорости релаксации:  $\gamma^{(0)}$  для населенности,  $\gamma^{(1)}$  для ориентации и  $\gamma^{(2)}$  для выстраивания уровней. При условии малых площадей возбуждающих импульсов ( $\theta_i \ll 1$ ,  $i = 1, 2, 3$ ) результаты таких теоретических вычислений амплитуды стимулированного фотонного эха даются формулами (1а)–(1в) для переходов  $j \leftrightarrow j$  и формулами (2а)–(2в) для переходов  $j \leftrightarrow j + 1$  при  $j \gg 1$  (типичная ситуация для экспериментов в газе SF<sub>6</sub>) [14]:

$$\mathcal{E}_x \propto \frac{1}{15j} \sin(\psi_1 + \psi_2) A_2(T_{23}), \quad (1a)$$

$$\mathcal{E}_y = 0, \quad (1b)$$

$$\mathcal{E}_z \propto \frac{1}{9j} \left[ \cos(\psi_1 - \psi_2) A_0(T_{23}) + \frac{2}{5} (2 \cos \psi_1 \cos \psi_2 - \sin \psi_1 \sin \psi_2) A_2(T_{23}) \right], \quad (1b)$$

$$\mathcal{E}_x \propto \frac{1}{60j} [\sin(\psi_1 + \psi_2) A_2(T_{23}) - 5 \sin(\psi_1 - \psi_2) A_1(T_{23})], \quad (2a)$$

$$\mathcal{E}_y = 0, \quad (26)$$

$$\mathcal{E}_z \propto \frac{1}{9j} \left[ \cos(\psi_1 - \psi_2) A_0(T_{23}) + \frac{1}{10} (2 \cos \psi_1 \cos \psi_2 - \sin \psi_1 \sin \psi_2) A_2(T_{23}) \right], \quad (2в)$$

где

$$A_\kappa(T_{23}) = \exp(-\gamma_a^{(\kappa)} T_{23}) + \exp(-\gamma_b^{(\kappa)} T_{23}), \quad \kappa = 0, 1, 2. \quad (3)$$

Формулы (3) включают в себя шесть скоростей релаксации  $\gamma_i^{(\kappa)}$  ( $\kappa = 0, 1, 2, i = a, b$ ):

$$\gamma_i^{(\kappa)} = \gamma_i^{(0)} + \Gamma_i^{(\kappa)}, \quad i = a, b. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma_i^{(0)}$  ( $i = a, b$ ) — скорости релаксации за счет неупругих столкновений, а  $\Gamma_i^{(\kappa)}$  ( $i = a, b$ ) — скорости релаксации за счет упругих деполяризующих столкновений.  $\Gamma_i^{(0)} = 0$  ( $i = a, b$ ), поскольку упругие столкновения не могут изменить населенности уровней. Столкновения со сбоем фазы пренебрежимы в молекулярном газе SF<sub>6</sub> [15].

При получении формул (1), (2) предполагалось, что зависимость скоростей релаксации от поступательной скорости резонансной частицы отсутствует. Это существенное условие было проверено в нашем эксперименте (см. ниже).

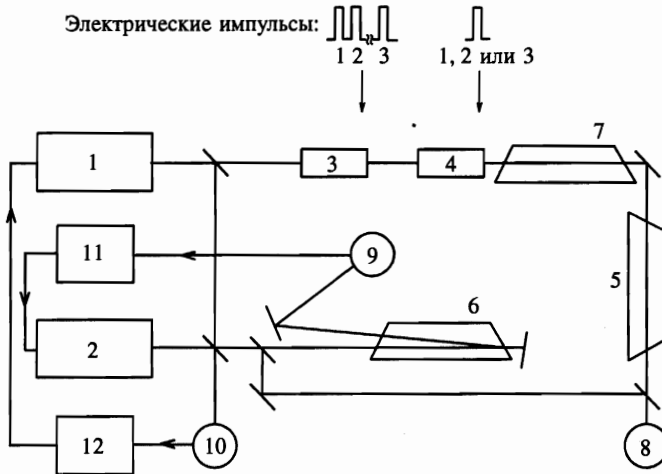
Для инфракрасных колебательно-вращательных переходов скорости распада верхнего  $a$  и нижнего  $b$  уровней обычно очень близки друг к другу, что позволяет упростить формулы (вместо шести скоростей распада имеем только три). Дальнейшее упрощение может быть осуществлено специальным выбором углов  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , чтобы только две из скоростей распада влияли на амплитуду фотонного эха.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Характерная особенность нашего эксперимента, схема которого изображена на рис. 1, — применение в качестве источника возбуждения непрерывного лазера 1 с излучением хорошего качества. Необходимая последовательность возбуждающих импульсов с линейной поляризацией формировалась из непрерывного излучения электрооптическим затвором 3. Если это было необходимо, то второй электрооптический кристалл 4 мог вращать поляризацию определенного светового импульса на девяносто градусов.

Существенная особенность наших экспериментов — возможность возбуждать подансамбль резонансных частиц газа с определенными продольными поступательными скоростями. Ширина такого подансамбля продольных скоростей определяется параметрами импульсов (их длительностью и интенсивностью), в то время как центральная скорость может быть выбрана перестройкой частоты возбуждающего излучения по доплеровскому контуру исследуемого перехода. Это дает возможность исследовать зависимость столкновительной релаксации от поступательных скоростей путем изучения когерентных переходных явлений и извлекать из этой информации данные как о механизмах релаксации, так и о крутизне потенциала взаимодействия [9, 16].

В экспериментах мы используем непрерывный CO<sub>2</sub>-лазер 2 в качестве опорного источника излучения с частотой, стабилизированной в центре перехода в SF<sub>6</sub>. Частота излучения возбуждающего лазера 1 привязывалась к частоте опорного лазера 2 с заданной отстройкой  $\Omega$  (которая определяла центральную скорость молекулярного подансамбля, формирующего когерентный отклик:  $v_y = \Omega/k$ ).



**Рис. 1.** Схема эксперимента: 1, 2 — непрерывные  $\text{CO}_2$ -лазеры; 3, 4 — электрооптические затворы (второй затвор не имеет поляризатора на выходе); 5–7 — газовые ячейки; 8–10 — ИК-фотодетекторы  $\text{CdHgTe}$ ; 11 — система стабилизации частоты; 12 — система захвата частоты

В [17] была измерена величина разности  $\Gamma^{(2)} = \gamma^{(2)} - \gamma^{(0)}$  между скоростями релаксации выстраивания и населенности уровней на квантовом переходе  $Q(38)$  колебательной моды  $\nu_3$  в газе  $\text{SF}_6$ . Скорость релаксации выстраивания  $\gamma^{(2)}$  была получена из величины  $\Gamma^{(2)}$  и скорости распада населенности  $\gamma^{(0)}$ , известной из других экспериментов [18].

В настоящей работе экспериментальные исследования стимулированного фотонного эха были выполнены в газе  $\text{SF}_6$  на колебательно-вращательной линии  $P(33) A_2^1$  моды  $\nu_3$ . Эксперименты проводились для четырех различных режимов поляризации импульсов возбуждения. Поляризации первого, второго и третьего импульсов были повернуты на угол  $90^\circ$  относительно поляризации двух других оптических импульсов соответственно в режимах (100), (010) и (001). Четвертый случай представлял собой ситуацию, когда все три импульса имели одинаковую линейную поляризацию (режим (000)).

Таким путем были получены четыре различных кинетических кривых зависимости сигнала стимулированного фотонного эха от временной задержки между вторым и третьим импульсами возбуждения.

Для случаев (100) и (010) существует лишь компонента  $\mathcal{E}_x$  амплитуды стимулированного фотонного эха и вклад только двух скоростей распада в эту амплитуду —  $\gamma^{(1)}$  и  $\gamma^{(2)}$ :

$$\mathcal{E}_{100} \propto 5 \exp(-\gamma^{(1)} T_{23}) - \exp(-\gamma^{(2)} T_{23}), \quad (5)$$

$$\mathcal{E}_{010} \propto 5 \exp(-\gamma^{(1)} T_{23}) + \exp(-\gamma^{(2)} T_{23}). \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) получены из (2а) соответственно при  $\psi_1 = 90^\circ$ ,  $\psi_2 = 0$  и  $\psi_1 = 0$ ,  $\psi_2 = 90^\circ$ .

Поскольку сигналы стимулированного фотонного эха были очень слабы, мы использовали часть излучения опорного лазера 2 для оптического гетеродинирования регистрируемого сигнала стимулированного фотонного эха. Таким образом, детектор 8 регистрировал сигналы  $\mathcal{S}_{100} \propto \mathcal{E}_{100}$  и  $\mathcal{S}_{010} \propto \mathcal{E}_{010}$ .

Аналогично, в случаях (001) и (000) мы имеем только компоненту  $\mathcal{E}_z$  амплитуды сигнала стимулированного фотонного эха, затухающую с константами релаксации  $\gamma^{(0)}$  и  $\gamma^{(2)}$  (напоминаем, что ось  $z$  считается совпадающей по направлению с поляризацией третьего возбуждающего импульса):

$$\mathcal{E}_{001} \propto 10 \exp(-\gamma^{(0)}T_{23}) - \exp(-\gamma^{(2)}T_{23}), \quad (7)$$

$$\mathcal{E}_{000} \propto 5 \exp(-\gamma^{(0)}T_{23}) + \exp(-\gamma^{(2)}T_{23}). \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) получены из формулы (2в) соответственно при  $\psi_1 = \psi_2 = 90^\circ$  и  $\psi_1 = \psi_2 = 0$ .

В случаях (001) и (000) оптическое гетеродинамирование не применялось, поэтому мы регистрировали сигналы  $\mathcal{S}_{001} \propto \mathcal{E}_{001}^2$  и  $\mathcal{S}_{000} \propto \mathcal{E}_{000}^2$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Очевидно, что  $\gamma^{(1)}$  и  $\gamma^{(2)}$  могут быть получены простым логарифмированием суммы или разности амплитуд сигналов  $\mathcal{S}_{010}$  и  $\mathcal{S}_{100}$ , детектируемых приемником 8 при вращении поляризаций второго и первого импульсов. Полученные два массива данных ( $\ln(\mathcal{S}_{010} + \mathcal{S}_{100})$  и  $\ln(\mathcal{S}_{010} - \mathcal{S}_{100})$  при разных значениях  $T_{23}$ ) аппроксимировались линейными функциями вида

$$\mathcal{F}(T_{23}) = \gamma^{(\kappa)}T_{23} + \text{const}, \quad \kappa = 1, 2,$$

которые строились по методу наименьших квадратов. Результаты для чистого SF<sub>6</sub> при давлениях газа в диапазоне  $P = (0.9-5.4) \cdot 10^{-3}$  Торр представлены на рис. 2.

Другая пара скоростей релаксации,  $\gamma^{(0)}$  и  $\gamma^{(2)}$ , может быть получена в результате математической обработки сигналов, регистрируемых детектором 8 в режимах (001) и (000): данные преобразовывались в массивы  $\ln(\sqrt{\mathcal{S}_{000}} + \sqrt{\mathcal{S}_{001}})$  и  $\ln(\sqrt{\mathcal{S}_{000}} - 2\sqrt{\mathcal{S}_{001}})$  при разных значениях  $T_{23}$ , которые аппроксимировались по методу наименьших квадратов функциями того же вида:

$$\mathcal{F}(T_{23}) = \gamma^{(\kappa)}T_{23} + \text{const}, \quad \kappa = 0, 2.$$

Результаты для чистого SF<sub>6</sub> представлены на рис. 3 при тех же давлениях газа.

В чистом SF<sub>6</sub> скорость столкновительного распада выстраивания оказалась несколько больше, чем скорость распада ориентации и скорость распада населенности. Наши измерения дали следующие результаты (скорость релаксации на единицу давления SF<sub>6</sub>):  $\gamma^{(0)}/p = (28 \pm 3) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ ,  $\gamma^{(1)}/p = (32 \pm 3) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ ,  $\gamma^{(2)}/p = (38 \pm 3) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Полученное значение  $\gamma^{(0)}$  можно сравнить с данными работы [18]:  $\gamma^{(0)}/p = (30 \pm 5) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Интересно, что скорости упругих деполяризующих столкновений (см. формулу (4))  $\Gamma^{(1)}/p \simeq 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  и  $\Gamma^{(2)}/p \simeq 10 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  оказались меньше, чем скорость релаксации за счет упругих столкновений (столкновений с изменением продольной скорости поступательного движения резонансных частиц)  $\Gamma_{vcc}/p \sim 17 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ , которая была измерена методом обычного фотонного эха [19]. Конечно, величина  $\Gamma_{vcc}$  измерена для недиагональной компоненты матрицы  $\rho^{(ab)}$ , в то время как значения  $\Gamma^{(1)}$  и  $\Gamma^{(2)}$  получены нами

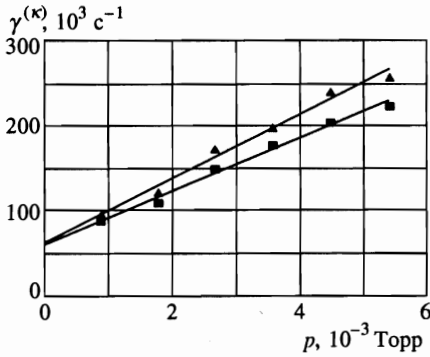


Рис. 2

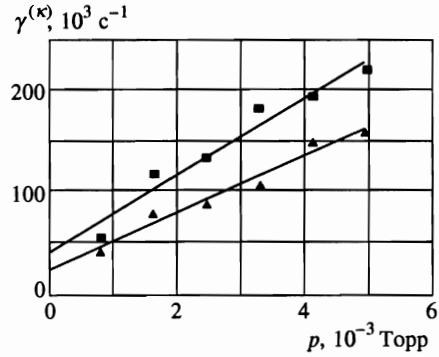


Рис. 3

**Рис. 2.** Скорости релаксаций ориентации  $\gamma^{(1)}$  (квадраты) и выстраивания  $\gamma^{(2)}$  (треугольники) в газе  $\text{SF}_6$ . Ненулевые скорости релаксации при нулевом давлении газа объясняются пролетным эффектом

**Рис. 3.** Скорости релаксаций населенности  $\gamma^{(0)}$  (треугольники) и выстраивания  $\gamma^{(2)}$  (квадраты) в газе  $\text{SF}_6$ . Ненулевые скорости релаксации при нулевом давлении газа объясняются пролетным эффектом

для ее диагональных компонент, но физический смысл величины  $\Gamma_{vcc}$  (она определяется упругими столкновениями, т. е. меняющими только скорость поступательного движения частицы) позволяет считать эту константу одинаковой для всех четырех компонент матрицы  $\rho^{(ab)}$ . Поэтому сравнение  $\Gamma^{(1)}$  и  $\Gamma^{(2)}$  с  $\Gamma_{vcc}$  вполне правомерно. Неравенство  $\Gamma^{(1)} < \Gamma^{(2)} < \Gamma_{vcc}$  означает, что только часть упругих столкновений участвует в разрушении мультипольных моментов квантовых уровней. Видно также, что магнитный момент, наведенный излучением в подансамбле резонансных частиц, оказался более долгоживущим, чем электрический квадрупольный момент ( $\Gamma^{(1)} < \Gamma^{(2)}$ ). Интересно, что определенное в настоящей работе значение  $\Gamma^{(2)}$  для линии P(33)  $A_2^1$  оказалось заметно меньше значения той же величины  $\Gamma^{(2)}$  для линии Q(38), измеренного ранее [17]. Этот результат свидетельствует о том, что релаксация мультипольных моментов квантовых уровней является зависимой от  $j$ .

Результаты по измерению  $\gamma^{(1)}$  и  $\gamma^{(2)}$  в газовых смесях  $\text{SF}_6$  с тяжелым (Xe) и легким (He) буферными газами представлены на рис. 4 и соответствуют следующим значениям скоростей релаксации (на единицу давления буферного газа):  $\gamma_{\text{SF}_6-\text{Xe}}^{(1)}/p_{\text{Xe}} = (16 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ,  $\gamma_{\text{SF}_6-\text{Xe}}^{(2)}/p_{\text{Xe}} = (16 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ,  $\gamma_{\text{SF}_6-\text{He}}^{(1)}/p_{\text{He}} = (36 \pm 4) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ,  $\gamma_{\text{SF}_6-\text{He}}^{(2)}/p_{\text{He}} = (47 \pm 4) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ .

Для столкновений молекул  $\text{SF}_6$  с тяжелым буфером Xe оказалось, что  $\gamma^{(1)} \approx \gamma^{(2)}$ . В смеси с He имеем  $\gamma^{(1)} < \gamma^{(2)}$ , как и в чистом  $\text{SF}_6$ .

Измерения зависимости констант  $\gamma^{(k)}$  от скоростей поступательного движения были выполнены для нескольких значений отстройки частоты излучения возбуждающего лазера от центра линии  $\text{SF}_6$  в диапазоне  $\Delta\nu = 0-9$  МГц. Значение 9 МГц соответствует  $\sim 1/2$  доплеровской ширины  $ku$  в газе  $\text{SF}_6$  при комнатной температуре. Когерентные отклики формировались подансамблем частиц с шириной  $\sim 0.1ku$ . Как в чистом  $\text{SF}_6$ ,

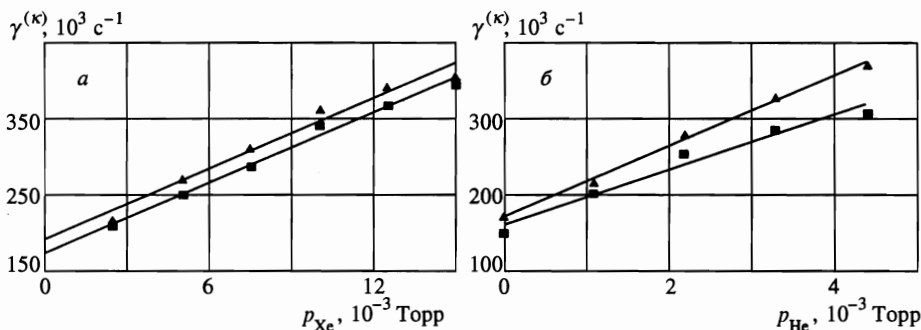


Рис. 4. Скорости релаксаций ориентации  $\gamma^{(1)}$  (квадраты) и выстраивания  $\gamma^{(2)}$  (треугольники) в газовых смесях  $\text{SF}_6 + \text{Xe}$  (а) и  $\text{SF}_6 + \text{He}$  (б) при давлении  $\text{SF}_6$ , равном  $2.7 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ . Релаксация при нулевых давлениях Хе и Не определяется пролетным эффектом и столкновениями  $\text{SF}_6 - \text{SF}_6$

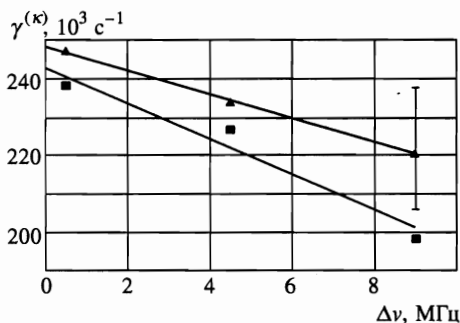


Рис. 5. Скорости релаксаций ориентации  $\gamma^{(1)}$  (квадраты) и выстраивания  $\gamma^{(2)}$  (треугольники) в газовой смеси  $\text{SF}_6$  ( $p = 2.5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ ) с Хе  $p_{\text{Xe}} = 7.2 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$  в зависимости от отстройки  $\Delta\nu$  частоты возбуждающего излучения от центра линии P(33)  $A_2^1$  моды  $\nu_3$ . Значение  $\Delta\nu = 9 \text{ МГц}$  соответствует продольной скорости молекул  $v_z \approx 90 \text{ м/с}$  ( $\sim 1/2$  доплеровской ширины)

так и в смесях с легким (Не) и тяжелым (Хе) буферами скорости распада поляризационных моментов слабо зависят от скоростей поступательного движения сталкивающихся частиц. Например, на рис. 5 изображены данные по измерению  $\gamma^{(1)}$  и  $\gamma^{(2)}$  в смеси  $\text{SF}_6 + \text{Xe}$ . Видно, что слабое уменьшение релаксации при увеличении отстройки от центра линии поглощения не превосходит ошибки эксперимента. Это согласуется с приближением теории [11].

Хорошо известно, что линия P(33)  $A_2^1$  колебательной моды  $\nu_3$  и крылья от  $\sim 40$  линий ряда «горячих» колебательно-вращательных полос находится в одной и той же спектральной области. Поэтому, вообще говоря, мы должны использовать набор подобных (1), (2) выражений, но с разными коэффициентами, зависящими от  $j_a$  и  $j_b$  [14], при получении правильных формул для амплитуд стимулированного фотонного эха вместо выражений (5)–(8). Качественное поведение этих амплитуд было бы таким же (сумма и разность двух экспонент), поэтому в целом методика определения констант релаксации сомнений не вызывает. Однако отсутствие уединенной спектральной линии могло привести нас к некоторой количественной ошибке при вычислении констант  $\gamma^{(\kappa)}$ , особенно если подтвердится факт существенной зависимости констант релаксации поляризационных моментов от величины  $j$ .

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенного исследования деполаризующих столкновений в молекулярном газе  $SF_6$  и его смесях с буферами He и Xe состоят в следующем.

1. Зависимость констант релаксации ориентации и выстраивания от скоростей поступательного движения резонансных частиц во всех трех случаях является пренебрежимо малой.

2. Только часть столкновений, не разрушающих полную населенность уровня, разрушает мультипольные моменты, сформированные на магнитных подуровнях, причем в чистом газе  $SF_6$  и в смеси  $SF_6+He$  обнаружено, что магнитный момент (ориентация) является более долгоживущим, чем электрический квадрупольный момент (выстраивание), в то время как в смеси  $SF_6+Xe$  оба момента распадаются с одинаковой скоростью.

3. Получено свидетельство о зависимости скорости релаксации выстраивания от величины  $j$  — полного момента уровня.

Благодарим Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку нашей научной группы (гранты № 95-02-04603 и № 97-02-18496).

## Литература

1. W. Hanle, Z. Phys. **30**, 93 (1924).
2. A. Kastler, J. Phys. Radium. **11**, 255 (1950).
3. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
4. R. L. Shoemaker, *Laser and Coherence Spectroscopy*, ed. by J. I. Steinfeld, Academic Press, New York-London (1978).
5. Э. А. Маныкин, В. В. Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия*, Наука, Москва (1984).
6. А. И. Алексеев, А. М. Башаров, Изв. АН СССР, серия физ. **46**, 557 (1982).
7. М. А. Губин, И. В. Евсеев, В. А. Решетов, Препринт ФИАН № 214, Москва (1984).
8. М. А. Губин, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, Препринт ФИАН № 7, Москва (1985).
9. Л. С. Василенко, Н. Н. Рубцова, В. П. Чеботаев, Письма в ЖЭТФ **38**, 391 (1983).
10. Д. С. Бакаев, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, ЖЭТФ **76**, 1212 (1979).
11. И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. В. Самарцев, *Деполаризующие столкновения в квантовой электродинамике*, Наука, Москва (1992).
12. А. И. Алексеев, А. М. Башаров, В. Н. Белобородов, ЖЭТФ **79**, 787 (1980).
13. А. И. Алексеев, А. М. Башаров, Опт. и спектр. **52**, 220 (1982).
14. И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов, ЖЭТФ **78**, 2213 (1980).
15. Л. С. Василенко, Н. Н. Рубцова, КЭ **9**, 2243 (1982).
16. L. S. Vasilenko, N. N. Rubtsova, and E. V. Khvorostov, Laser Phys. **6**, 165 (1996).
17. Н. С. Белоусов, Л. С. Василенко, И. Д. Матвеевко, Н. Н. Рубцова, Опт. и спектр. **63**, 34 (1987).
18. Л. С. Василенко, Н. Н. Рубцова, Опт. и спектр. **58**, 697 (1985).
19. B. Comaskey, R. E. Scotti, R. L. Shoemaker, Opt. Lett. **6**, 45 (1981).