

СЕЛЕКЦИЯ МЕДЛЕННЫХ МОЛЕКУЛ МЕТОДАМИ КОГЕРЕНТНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Л.С.Василенко, Н.Н.Рубцова¹⁾, Е.Б.Хворостов

*Институт физики полупроводников,
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 2 августа 1995 г.

Эффект медленных частиц впервые зарегистрирован в кинетике когерентного отклика молекулярного газа в пролетных условиях. Уменьшение скорости затухания при больших задержках времени демонстрирует возможность использования медленных частиц для когерентной нестационарной спектроскопии высокого разрешения.

Медленные частицы представляют большой интерес для спектроскопии газовых сред. Это объясняется, с одной стороны, тем, что именно поступательное движение частиц определяет ширину и форму спектральной линии разреженных газов. С другой стороны, медленные частицы должны проявлять чисто квантовые свойства в силу больших длин волн де Бройля, и изучение таких объектов перспективно для получения новых сведений о природе взаимодействия частиц [1] и для развития нового направления — интерферометрии нейтральных частиц [2–4].

Снижение интенсивности теплового движения требует, как правило, использования сложной техники монокинетических пучков атомов или молекул либо захвата охлажденных частиц в ловушках. Техника пучков частиц достаточно широко используется в спектроскопии высокого разрешения атомов и молекул. Что касается ловушек холодных частиц, выдающиеся результаты известны лишь для атомов [5,6]. Эффективных способов охлаждения молекул в настоящее время не существует. В то же время именно молекулярные переходы демонстрируют малые радиационные ширины линий, представляющие интерес для спектроскопии высокого разрешения.

В настоящей работе экспериментально реализована селекция медленных частиц по поперечным (относительно направления распространения возбуждающего излучения) скоростям поступательного движения с помощью когерентных переходных процессов – фотонного эха и его модификаций. Идея такой селекции частиц по радиальным скоростям [7] заключается в следующем. Первый импульс возбуждающего излучения с поперечным профилем интенсивности, близким к гауссовскому, возбуждает в среде поперечное распределение поляризации когерентных излучателей, также близкое к гауссовскому виду. В течение времени задержки T до поступления следующего возбуждающего импульса происходит "расплывание" этого распределения за счет теплового движения частиц [8]. Последующий возбуждающий импульс, с поперечным профилем интенсивности, аналогичным первому, воздействует лишь на те частицы, которые не покинули области лазерного пучка. Чем больше время задержки между импульсами возбуждения, тем более медленные в радиальном направлении частицы подвергаются воздействию последующего импульса

¹⁾e-mail rubtsova@isph.nsk.su

и, соответственно, участвуют в генерации когерентного отклика. В результате когерентный отклик, генерируемый через значительное время задержки $2T$, формируется ансамблем частиц с радиальными скоростями $v_r < a/T$, где a – поперечный размер поля возбуждающего излучения. Обеднение ансамбля поперечного распределения "быстрыми" частицами можно оценить путем расчета средней радиальной скорости движения частиц u_r по оставшемуся "обрезанному" распределению радиальных скоростей поступательного движения $f(v_r) = \frac{2v_r}{u^2} \exp(-\frac{v_r^2}{u^2})$:

$$u_r = \int_0^{a/T} dv_r v_r f(v_r), \quad (1)$$

что приводит к выражению

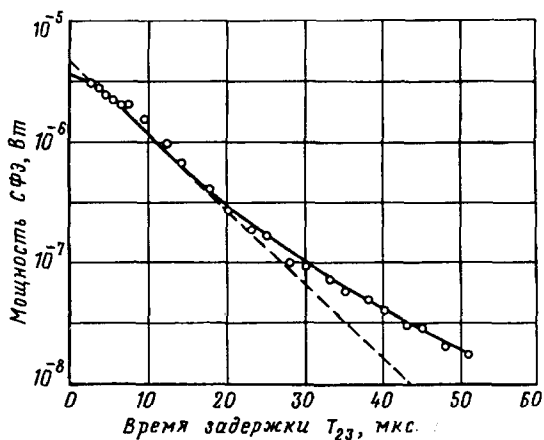
$$u_r = u \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi\left(\frac{a}{Tu}\right) - \frac{a}{Tu} \exp\left(-\frac{a^2}{T^2 u^2}\right) \right], \quad (2)$$

где $\Phi(x)$ – интеграл ошибок. Такая зависимость дает очень резкое уменьшение средней радиальной скорости и, соответственно, средней кинетической энергии выбранного ансамбля частиц по мере увеличения времени задержки между возбуждающими импульсами. В условиях нашего эксперимента эффективная температура ансамбля может достигать долей градусов.

Эксперименты выполнены в газе SF_6 на переходе $P(33) A_{1/2}^1$ колебательной моды $0 \rightarrow 1 \nu_3$ методом стимулированного фотонного эха. Излучение непрерывного CO_2 -лазера на линии $10P(18)$ с частотой, стабилизированной в центре исследуемого перехода, использовалось для формирования электрооптическим затвором требуемой последовательности возбуждающих импульсов. Дополнительный CO_2 -лазер с контролируемой отстройкой частоты от центра перехода SF_6 служил для гетеродинамирования когерентного отклика, что увеличивало чувствительность регистрации. Геометрическая конфигурация возбуждающего пучка излучения и низкие давления исследуемого газа обеспечивали пролетные условия, однородные по длине рабочей ячейки с газом. Поперечные размеры лазерного пучка контролировались на входе и выходе ячейки путем измерения радиального распределения мощности возбуждающих импульсов с помощью диафрагмы малого размера. Давление газа SF_6 изменялось в диапазоне $0.2 - 0.5$ мТорр. При этом скорость столкновительной релаксации Γ_{coll} составляла $(6 - 15) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, что значительно меньше затухания за счет пролетного эффекта, которое на начальном участке кинетической кривой можно оценить как $\Gamma_{tr} = u/a$, где $u = \sqrt{2k_B T^o/m}$ – средняя скорость частиц при температуре T^o , k_B – константа Больцмана, m – масса частиц газа. В наших экспериментальных условиях при комнатной температуре газа $\Gamma_{tr} \approx 0.7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, для начального участка кинетической кривой выполнялось условие $\Gamma_{coll} < \Gamma_{tr}$ и в затухании когерентного отклика преобладал пролетный эффект.

Выбор метода стимулированного фотонного эха (SPE) обусловлен тем, что этот когерентный переходный процесс при использовании малых задержек T_{12} между первым и вторым возбуждающими импульсами оказывается менее чувствительным к столкновениям с изменением продольной скорости v_z [9]. В то же время такие столкновения могут играть заметную роль в затухании фотонного эха в газах низкого давления при использовании больших задержек между возбуждающими импульсами [10,11].

Кинетика затухания когерентных откликов стимулированного фотонного эха изучалась в диапазоне задержек T_{23} , превышающих пролетное время при



Кинетика затухания стимулированного фотонного эха в зависимости от времени задержки T_{23} между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Точки — эксперимент; сплошная кривая — оценка по формулам (3), (4); штриховая линия — касательная в точке $T_{23} = 10$ мкс

комнатной температуре газа. Как следует из рисунка, кинетика затухания неэкспоненциальна, со скоростью, уменьшающейся при больших задержках, превышающих пролетное время при комнатной температуре. Скорость релаксации начального участка кривой на рисунке определяется столкновениями, поскольку при малых задержках T_{23} пролетные эффекты еще не проявляются. Штриховая линия показывает скорость релаксации вблизи $T_{23} = 10$ мкс. Этот участок кривой отражает совместное действие столкновительного затухания и времени пролета частиц комнатной температуры. При больших временных задержках T_{23} когерентные отклики образованы главным образом медленными частицами с радиальными скоростями $v_r \leq a/T_{23}$. Сплошная линия представляет теоретическую оценку, полученную с учетом поступательного движения частиц в радиальном направлении, а также пространственного распределения возбуждающих импульсов и гетеродинирующего излучения, аналогично работе [12]. Для мощности, регистрируемой детектором (учитывая малую мощность когерентного отклика P_{SPE} и постоянство мощности гетеродина P_h) имеем зависимость от времени задержки T_{23} вида $P_{det}(T_{23}) \propto 2\sqrt{P_{SPE}P_h}$, что приводит к формуле

$$P_{SPE} \propto \frac{\exp(-2\Gamma_{coll}T_{23})}{[1 + (T_{23}/\tau_{tr})^2]^2}, \quad (3)$$

где по сравнению с [9] происходит лишь некоторая коррекция пролетного времени τ_{tr} в соответствии с уравнением

$$\tau_{tr} = (a/\sqrt{2u})\sqrt{\frac{3a^{-2} + a_h^{-2}}{a^{-2} + a_h^{-2}}}, \quad (4)$$

где a_h представляет собой ширину поперечного распределения поля гетеродинирующего излучения. При построении оценочной теоретической кривой использовались значения a , a_h , полученные при измерении радиальных распределений пучков возбуждающего и гетеродинирующего излучений.

Сплошная кривая на рисунке носит характер оценки. Для сопоставления с экспериментальными данными необходимо более точно учитывать эффект селекции медленных частиц, который весьма чувствителен к конкретной пространственной форме импульсов возбуждающего излучения. Кроме того, необходимо учитывать сложную функциональную зависимость амплитуды

когерентного отклика от пространственной и временной формы импульсов возбуждения.

Экспериментально зарегистрированный спад скорости уменьшения числа частиц, генерирующих когерентный отклик, обеспечивает возможность применения медленных частиц при больших задержках (более 50 мкс в нашем случае). Это, в свою очередь, гарантирует, улучшение разрешения нестационарной когерентной спектроскопии [13,14] с использованием медленных частиц, которое может достигать в наших экспериментальных условиях значения 1 кГц. Кроме того, появляется реальная возможность исследовать столкновения медленных частиц в разреженном газе, что представляет интерес в связи с возможностью обнаружения квантовых эффектов взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант U87000). Кроме того, авторы выражают признательность сотруднику Мичиганского университета (США) Б.Я. Дубецкому за обсуждение постановки работы и ее результатов.

-
1. P.S.Julienne and F.H.Meis, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2257 (1989).
 2. V.P.Chebotayev, B.Ya.Dubetsky, A.P.Kasantsev et al., J. Opt. Soc. Am. B 2, 1791 (1985).
 3. Ch.J.Bordé, Phys. Lett. A 140, 10 (1989).
 4. F.Riehle, Th.Kisters, A. Witte et al., Phys. Rev. Lett. 67, 177 (1991).
 5. S.V.Andreev, V.I.Balykin, V.S.Letokhov et al., JETP Lett. 34, 442 (1981).
 6. S.Chu, L.Hollberg, J.E.Bjorkholm et al., Phys. Rev. Lett. 55, 49 (1985).
 7. Б.Я.Дубецкий, Оптика и спектроскопия, 57, 821 (1989).
 8. Л.С.Василенко, Н.Н.Рубцова, Письма в ЖТФ 7, 1079 (1981).
 9. J.Schmidt, P.R.Berman, and R.G.Brewer, Phys. Rev. Lett. 31, 1103 (1979).
 10. Л.С.Василенко, Н.Н.Рубцова, Оптика и спектроскопия, 58, 697 (1985).
 11. B.Comaskey, R.E.Scotti, and R.L.Shoemaker, Optics Lett. 6, 45 (1981).
 12. J.E.Thomas and R.A.Forber, Optics Letters, 9, 56 (1984).
 13. L.S.Vasilenko, I.D.Matveyenko, and N.N.Rubtsova, Optics communications 53, 371 (1985).
 14. Л.С.Василенко, Н.Н.Рубцова, Известия АН СССР, сер. физ. 53, 2329 (1989).