

МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР
«ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ
И СПЕКТРОСКОПИИ»

УДК 539.12.01(043)

Ф. Х. ГЕЛЬМУХАНОВ, А. М. ШАЛАГИН
(Новосибирск)

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДИФфуЗИЯ

Введение. В настоящем сообщении речь пойдет о новом виде воздействия светового излучения на поступательное движение частиц газа — о светоиндуцированной диффузии газов. В ряду известных примеров такого воздействия исторически первое место занимает эффект светового давления, открытый еще П. Н. Лебедевым и относящийся к разряду фундаментальных физических явлений [1].

С появлением мощных источников когерентного излучения (лазеров) круг различных явлений, возникающих при взаимодействии излучения с веществом, существенно расширился благодаря различного рода нелинейным процессам. В частности, проявились новые стороны и в вопросе о влиянии излучения на поступательные степени свободы взаимодействующих с ним частиц. Сюда следует отнести действие стрикционных сил [2, 3], связанных с неоднородностью поля излучения, и влияние вынужденного светового давления [4], основу которого составляют тоже стрикционные силы, но обусловленные неоднородностью масштаба длины волны излучения.

В основе обсуждаемого здесь явления также лежит нелинейный эффект, заключающийся в создании неравновесных распределений по скоростям частиц на комбинирующих уровнях при взаимодействии с лазерным излучением (так называемые провалы и пики Беннета [5]). Несмотря на то, что данный эффект известен почти 20 лет, до сих пор обращалось внимание лишь на его спектроскопические проявления. Однако совершенно очевидно, что неравновесное распределение по скоростям указывает, в частности, на существование направленного потока частиц в соответствующем состоянии. Оказывается, что в смеси с буферным газом наличие таких (парциальных) потоков может привести к движению резонансных частиц как целого, а скорость такого направленного движения может быть весьма большой (светоиндуцированная диффузия [6]).

Отметим одну важную особенность светоиндуцированной диффузии. Для других известных видов влияния излучения на движение частиц характерно непосредственное силовое воздействие со стороны излучения на каждую из взаимодействующих с полем частиц (эффект отдачи при поглощении или излучении фотона, стрикционные силы). Вследствие этого осуществляется передача энергии от излучения к веществу. В случае светоиндуцированной диффузии согласно самой постановке задачи не учитываются процессы диссипации энергии излучения (в пренебрежении световым давлением и стрикционными силами). А именно предполагается, что поглощение излучения сопровождается его изотропным

рассеянием без изменения частоты. Следовательно, энергия направленного движения частиц газа черпается из тепла, а уменьшение энтропии газовой смеси, происходящее при этом, компенсируется увеличением энтропии света: при изотропном рассеянии плоской волны в газе энтропия излучения возрастает. Как оказалось, степень такого «энтропийного» воздействия может быть существенно выше прямого силового. В частности, эффективная сила, вызывающая светоиндуцированную диффузию, на несколько порядков может превышать силу светового давления.

Ниже обсуждаются физическая основа светоиндуцированной диффузии и различные виды ее проявления. Анализ проводится на уровне качественных представлений и оценок и обладает несомненным преимуществом простоты и наглядности. Полученные оценки согласуются с результатами строгих расчетов.

Физическая основа явления. Пусть излучение бегущей монохроматической волны поглощается частицами газа на переходе $n - m$ из основного (n) состояния* в возбужденное (m), а частота излучения ω близка к частоте перехода ω_{mn} . Предположим, что состояние m распадается только в состояние n .

Вследствие эффекта Доплера с полем взаимодействуют не все частицы, а только те, скорости которых удовлетворяют резонансному условию $\omega - kv = \omega_{mn}$, где k — волновой вектор излучения, kv — доплеровский сдвиг частоты. Эффективный интервал скоростей (точнее, их проекций на направление волнового вектора), в котором существенно взаимодействие, задается полушириной линии люминесценции Γ отдельной частицы: $k\Delta v \sim \Gamma$.

Если, например, частота излучения сдвинута в синюю сторону от частоты перехода ($\Omega \equiv \omega - \omega_{mn} > 0$), то возбужденные и невозбужденные частицы имеют распределения по скоростям $\rho_{mm}(v)$, $\rho_{nn}(v)$, представленные на рис. 1. В изначально максвелловском распределении невозбужденных частиц возник так называемый провал Беннета, а распределение возбужденных частиц имеет вид пика Беннета [5]. В отсутствие столкновений суммарное распределение поглощающих частиц по скоростям остается максвелловским. (Эффектом светового давления пренебрегаем.)

Теперь обратим внимание на то обстоятельство, что распределение возбужденных частиц по скоростям несимметрично относительно скорости $v = 0$. Это означает, в частности, что существует направленное движение возбужденных частиц или поток $j_m \equiv \int v \rho_{mm}(v) dv$. (В случае, изображенном на рис. 1, поток направлен вправо.) Аналогичный вывод справедлив и для невозбужденных частиц, т. е. существует поток $j_n \equiv \int v \rho_{nn}(v) dv$, направленный навстречу j_m . Очевидно, что в отсутствие столкновений $j_m + j_n = 0$.

Пусть теперь поглощающие частицы находятся в смеси с буферным газом, за счет столкновений с которым потоки j_m и j_n тормозятся. Поле излучения, однако, поддерживает эти потоки, возбуждая частицы с резонансными скоростями. Ввиду того что возбужденные и невозбужденные частицы в общем случае имеют различные размеры, потоки испытывают различное сопротивление со стороны буферного газа. В итоге на поглощающие частицы в целом действует сила, приводящая их в движение. Рис. 2 иллюстрирует описанный процесс. В ситуации, отраженной на рисунке, частицы начинают сдвигаться влево, а в общем случае — в направлении парциального потока для состояния с меньшим

* Переход из основного состояния взят из тех соображений, что в данном случае эффект максимален.

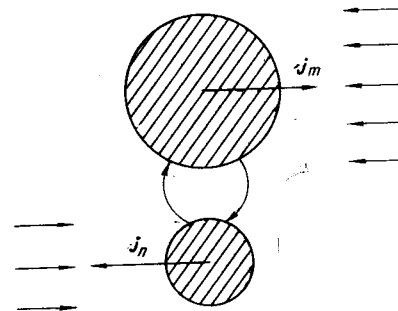
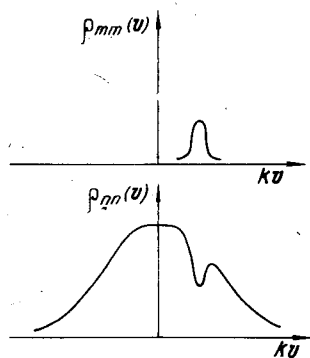


Рис. 2. Иллюстрация к эффекту возникновения потока поглощающих

В частности, если при возбуждении размер частицы увеличивается, то при $\Omega > 0$ смещение происходит в сторону, противоположную направлению распространения излучения.

Результаты, полученные выше на основе качественных соображений, можно вывести несколько более формальным способом. Исходим из того, что излучением индуцируются встречные парциальные потоки j_m и j_n . Очевидно, что силы сопротивления направлены против потоков и пропорциональны их величинам:

$$F_m = -M\nu_m j_m, \quad F_n = -M\nu_n j_n,$$

где M — масса частицы; ν_m, ν_n — коэффициенты пропорциональности, имеющие размерность и смысл частот столкновений. Поскольку взаимодействие с буферным газом частиц в разных состояниях различно, то $\nu_m \neq \nu_n$ и результирующая сила $F = F_m + F_n$, действующая на поглощающие частицы как целое, в общем случае отлична от нуля:

$$F = M[(\nu_n - \nu_m)j_m - \nu_n j]; \quad j = j_m + j_n, \quad (1)$$

где j — результирующий поток частиц. В первый момент после включения поля поглощающие частицы имеют еще максвелловское распределение по скоростям, поэтому $j = 0$, но отлична от нуля сила F , как это следует из (1). В свою очередь, F приводит к появлению потока j , который увеличивается до значения

$$j = j_m(\nu_n - \nu_m)/\nu_n,$$

когда сила F обращается в нуль. Дальнейший ход процесса зависит уже от граничных условий.

Отметим принципиальную роль буферного газа. Действительно, если буферный газ отсутствует, то мы имеем два встречных потока частиц (j_m и j_n), которые могут испытывать только взаимное торможение. В силу закона сохранения импульса (или третьего закона Ньютона) в результате такого торможения невозможно возникновение ускорения частиц как целого. В частности, в отсутствие буферного газа плотность поглощающих частиц не изменяется под действием поля. Аналогичным образом можно показать, что при наличии буферного газа полное давление в объеме (или полная плотность) под действием излучения не подвергается изменению, а перемещению поглощающих частиц сопутствует

различие размеров (точнее, транспортных сечений) частицы в разных состояниях и, наконец, буферный газ, в котором происходит торможение потоков.

Перейдем к количественной оценке эффекта. Из проведенных выше рассуждений должно быть ясно, что по отношению к изменению частоты излучения эффект светоиндуцированной диффузии максимален, если $|\Omega| \approx k\bar{v}$, где \bar{v} — среднетепловая скорость. Действительно, при большом выходе из резонанса ($|\Omega| \gg k\bar{v}$) селективность возбуждения по скоростям становится небольшой, поэтому невелики и потоки, индуцируемые полем. Напротив, вблизи точного резонанса ($\Omega = 0$) селективность хоть и велика, но мала асимметрия распределений по скоростям, что тоже снижает значения j_m и j_n .

Как уже отмечено выше, эффективный интервал резонансных скоростей определяется шириной линии люминесценции Г. Кроме того, этот интервал можно расширить за счет увеличения спектральной ширины или интенсивности излучения (полевое уширение провала Беннета). С ростом интенсивности излучения увеличивается также и глубина провала Беннета, т. е. доля возбуждаемых частиц.

Рассмотрим крайнюю ситуацию, когда транспортное сечение возбужденной частицы во много раз превышает транспортное сечение невозбужденной. При этом существует такая область давлений буферного газа, при которой происходит быстрая релаксация возбужденных частиц к максвелловскому распределению, тогда как распределение по скоростям невозбужденных частиц еще не подверглось заметному влиянию столкновений и осталось существенно неравновесным. Подбором интенсивности и ширины спектра излучения можно добиться того, чтобы почти все частицы, движущиеся, например, вдоль волнового вектора k , перешли в возбужденное состояние, где приобрели максвелловское распределение. Соответствующие распределения по скоростям показаны на рис. 3, а, а на рис. 3, б представлен их утрированный аналог.

Согласно рис. 3, б скорость направленного движения u поглощающих частиц как целого составляет $\bar{v}/3\sqrt{\pi}$. Строгий расчет для сильно отличающихся транспортных сечений приводит к величине $u \approx \bar{v}/6$, т. е. утрированная картина почти точно передает предельно достижимое значение скорости потока. В общем случае произвольного соотношения транспортных сечений σ_m и σ_n предельно достижимая скорость потока дается выражением

$$u = \alpha \bar{v}; \quad \alpha \approx \frac{1}{6} \left| \frac{\sigma_m - \sigma_n}{\sigma_m + \sigma_n} \right|. \quad (2)$$

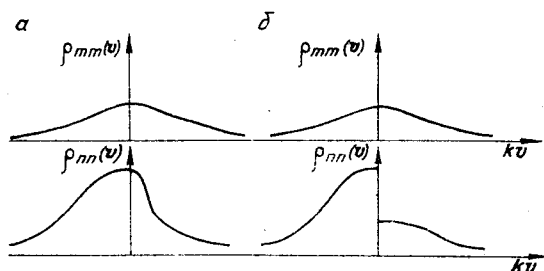


Рис. 3. Распределение по скоростям на уровнях m , n в случае $\sigma_m \gg \sigma_n$ и при прочих оптимальных условиях.

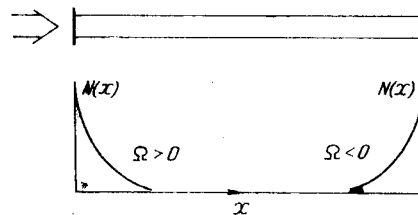


Рис. 4. Пространственные распределения плотности поглощающих частиц в ячейке с закрытыми концами.

в которое естественным образом входит относительная разность транспортных сечений.

Экспериментальных данных по транспортным сечениям возбужденных электронных состояний в настоящее время очень мало, и они относятся исключительно к метастабильным состояниям (см., например, [7]). Согласно этим данным транспортные сечения возбужденной и невозбужденной частиц могут отличаться в два и более раз. Не исключено, что большое различие σ_m и σ_n имеет место и в случае разрешенных переходов.

Заметим, что интенсивность излучения, требуемая для достижения значения (2) для скорости u , в оптической области спектра отвечает плотности мощности ~ 1 Вт/см², что представляет собой довольно небольшую величину в сравнении с характеристиками современных источников непрерывного излучения. Более того, излишне высокая интенсивность излучения вредит эффекту, поскольку при сильном «полевом» уширении линии возбуждение происходит неселективно по скоростям. Оптимальной интенсивности отвечает скорость вынужденных переходов, сравнимая со скоростью спонтанного распада возбужденного состояния. Примерно в тех же пределах должна находиться и скорость поступательной релаксации, что накладывает условие на величину плотности буферного газа.

Стационарное распределение плотности в случае оптической тонкой среды. Пусть поглощающая ячейка закрыта с обоих концов, а излучение равномерно заполняет ее поперечное сечение. Плотность поглощающего газа предполагаем достаточно малой, так что излучение слабо меняется по длине ячейки (оптически тонкая среда).

В данной ситуации поглощающие частицы за счет светоиндуцированной диффузии должны стекаться к одному из концов (в зависимости от знака Ω) ячейки. Оценим размер области, которую они будут занимать в стационарных условиях.

Как известно, в результате пространственной неоднородности концентрации какого-либо компонента газовой смеси возникает соответствующий диффузионный поток, пропорциональный градиенту концентрации. Скорость диффузионного потока u_d оценивается как

$$u_d \sim D/l,$$

где D — коэффициент диффузии, а l — характерный масштаб пространственной неоднородности. Если же, наоборот, какими-то внешними причинами индуцируется поток частиц со скоростью u , то в итоге, очевидно, создается стационарная пространственная неоднородность концентрации с характерным масштабом

$$l \sim D/u.$$

Запишем коэффициент диффузии в виде $D = \bar{v}^2/2\nu$, где ν — газокинетическая частота столкновений. Для значения u , даваемого формулой (2), имеем

$$l \sim \bar{v}/2\alpha\nu = l_{\text{св. пр.}}/2\alpha. \quad (3)$$

Таким образом, в случае светоиндуцированной диффузии размер области, в которой собираются поглощающие частицы, составляет $1/2\alpha$ длины свободного пробега $l_{\text{св. пр.}}$. Как отмечено выше, для максимального проявления эффекта светоиндуцированной диффузии необходимо, чтобы скорость поступательной релаксации была сравнима со скоростью распада возбужденного состояния. Для разрешенных оптических переходов последняя составляет $\sim 10^8$ 1/с; следовательно, для оценок необходимо брать $\nu \sim 10^8$ 1/с. При $\bar{v} \sim 10^5$ см/с, $2\alpha \sim 10^{-1}$ из (3) следует, что поглощающие частицы собираются со всей ячейки к одному из ее концов в слое толщиной $l \sim 10^{-2}$ см. Характерный вид стационарного распределения плотности поглощающих частиц показан на рис. 4 для случая $\sigma_m >$

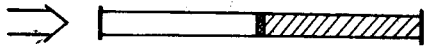


Рис. 5. Световой «поршень».

$> \sigma_n$. При $\Omega > 0$ частицы стекают к входному концу ячейки, а при $\Omega < 0$ — к выходному. Напомним, что увеличение плотности поглощающих частиц компенсируется уменьшением плотности буферного газа.

Световой «поршень» и световая «пробка». При большой плотности поглощающих частиц (оптически плотная среда) светоиндуцированная диффузия может привести к ситуации, изображенной на рис. 5. В этом случае поглощающие частицы занимают только некоторую часть ячейки (на рисунке эта область заштрихована) и практически полностью отсутствуют в другой ее части. Поглощение излучения происходит в переходной области, выступающей в качестве светового «поршня» (на рис. 5 показано двойной штриховкой).

Предположим ради определенности, что $\sigma_m > \sigma_n$, а частота излучения смещена в красную сторону от резонанса. Тогда поглощающие частицы имеют тенденцию смещаться по направлению распространения излучения. В первый момент после включения излучения оно поглощается в некоторой области, примыкающей ко входному окну ячейки, и в этой же области «разыгрывается» процесс: частицы перемещаются по направлению излучения, отходят от входного окна и «подпирают» остальной газ поглощающих частиц. Вместе с этим перемещается и область поглощения излучения. Процесс продолжается до тех пор, пока в результате сжатия поглощающего газа не создается такой перепад плотности на длине поглощения фотонов l_ϕ , который компенсирует силу, вызывающую светоиндуцированную диффузию. Соответствующая ситуация показана на рис. 5. Условие компенсации выглядит как

$$l_\phi \sim l, \quad (4)$$

где l дается формулой (3), а для l_ϕ справедливо выражение

$$l_\phi = 1/N\sigma_\phi; \quad \sigma_\phi \simeq (3\lambda^2/4\pi^{3/2})(\Gamma_m J(\Omega)/k\bar{v}). \quad (5)$$

Здесь N — плотность поглощающих частиц за поршнем; σ_ϕ — сечение поглощения (точнее, рассеяния) фотона; λ — длина волны излучения; Γ_m — скорость распада возбужденного состояния; $J(\Omega)$ — доплеровский контур линии поглощения, нормированный на единицу в максимуме.

Из условия (4) можно найти значение плотности, до которого световой «поршень» сжимает поглощающий газ. Из (3)—(5) следует (смещение частоты от резонанса полагаем таким, что $J(\Omega) = 1/2$)

$$N \sim 10\pi^{5/2}\alpha v/\lambda^3\Gamma_m. \quad (6)$$

При $v \sim \Gamma_m$, $\alpha \sim 10^{-1}$ и $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-4}$ см плотность достигает значения 10^{14} 1/см³. При этом излучение поглощается на расстоянии $\sim 10^{-2}$ см, которое одновременно характеризует толщину светового «поршня». Положение «поршня» и плотность поглощающего газа за ним можно, очевидно, изменять, варьируя интенсивность или частоту излучения.

Характерно, что световой «поршень» обладает свойством селективности: он непрозрачен только для компонента газа, взаимодействующего с излучением, остальные же компоненты могут свободно диффундировать сквозь него.

Если в отсутствие излучения плотность поглощающего газа была выше значения (6), то эффект светового «поршня» не возникает. Другими словами, соотношение (6) характеризует критическую плотность для проявления эффекта светового «поршня», да и вообще для эффективного проявления светоиндуцированной диффузии.

Значение $N \sim 10^{13} - 10^{14}$ 1/см³ считается большим с точки зрения оптической плотности среды, однако оно на много порядков ниже опти-

мального значения плотности буферного газа. Для выполнения условия $v \sim \Gamma_m$ последняя должна быть $\sim 10^{17} - 10^{18}$ 1/см³. Таким образом, в реальных схемах по наблюдению светоиндуцированной диффузии плотность буферного газа существенно превосходит плотность поглощающего.

Пусть теперь сосуд, содержащий смесь поглощающего и буферного газов, разделен на две части перегородкой с отверстием, сквозь которое проходит излучение (рис. 6). Здесь возможна ситуация, когда поглощающий газ находится только в одной части сосуда (на рис. 6 — в правой части) и отсутствует в другой. Другими словами, в отверстии излучением создается эффективная «пробка», непрозрачная только для поглощающего газа. Очевидно, что для создания эффекта «пробки» толщину перегородки нужно брать не меньше размера l , даваемого формулой (3).

Оценки, приведенные для светового «поршня», естественным образом переносятся на случай световой «пробки». Так, предельная плотность поглощающего газа, еще удерживаемая световой «пробкой», оценивается соотношением (6). При этом поглощение излучения и сопутствующая ему флуоресценция будут происходить в пределах отверстия, соединяющего две части сосуда.

Светоиндуцированный ток в газоразрядной плазме. Если в качестве поглощающих частиц использовать ионы газоразрядной плазмы, то явление светоиндуцированной диффузии выразится в возникновении электрического тока через плазму. Оценим величину э. д. с. (\mathcal{E}) соответствующего источника тока. Пусть поглощающая ячейка, в которой каким-либо образом возбуждается разряд, снабжена электродами на входе и выходе излучения. Поток поглощающих ионов, индуцируемый излучением, приводит к накоплению заряда на электродах. Возникающее между ними напряжение создает противоток главным образом электронного происхождения. Если излучение поглощается на переходе из основного состояния иона, то плотности «рабочих» ионов и электронов примерно одинаковы и стационарный режим устанавливается при равенстве их дрейфовых скоростей ($u_e = u_i$). Дрейфовая скорость электронов выражается через напряжение между электродами, которое в отсутствие нагрузки совпадает с э. д. с.: $u_e = \mu \mathcal{E} / L$, где μ — подвижность, L — длина поглощающей ячейки. Ионная скорость u_i индуцирована излучением и оценивается величиной (2). Из условия $u_e = u_i$ следует

$$\mathcal{E} = \alpha \bar{v} L / \mu. \quad (7)$$

Если взять характерное значение подвижности электронов $\mu \sim 5 \times 10^5$ см²/В·с в плазме при давлении ~ 1 мм рт. ст., то для давления ~ 10 мм рт. ст., $L \sim 10$ см, $\alpha \sim 10^{-1}$, $\bar{v} \sim 10^5$ см/с имеем $\mathcal{E} \sim 1$ В, что является заведомо регистрируемым значением.

С точки зрения количественных измерений светоиндуцированный ток обладает очевидными преимуществами по сравнению с регистрацией перемещения нейтральных частиц. Более того, здесь появляется возможность исследований в импульсном режиме, что расширяет класс исследуемых объектов, не говоря уже о том, что импульсные источники излучения обладают высокой плотностью мощности. Наконец, светоиндуцированный ток может быть зарегистрирован и в случае поглощения излучения на переходах между возбужденными состояниями ионов, например при поглощении из метастабильного состояния. При этом эффективная э. д. с. по сравнению с (7) приобретает фактор N_b/N — относительную заселенность метастабильного состояния. В реальных системах можно достичь $N_b/N \sim 10^{-2}$, что отвечает э. д. с. ~ 10 мВ.

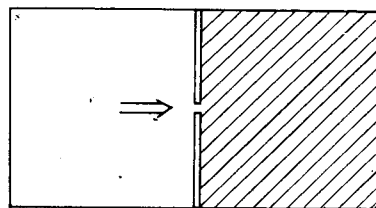


Рис. 6. Световая «пробка».

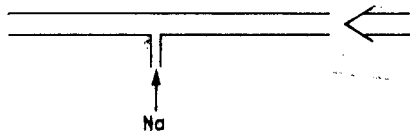


Рис. 7. Схема эксперимента по наблюдению светоиндуцированной диффузии.

Экспериментальное наблюдение светоиндуцированной диффузии. В настоящее время существует только один эксперимент, поставленный специально с целью наблюдения светоиндуцированной диффузии [8]. В качестве поглощающего газа использовались пары натрия, а в качестве буферного —

неон или гелий при давлении 30 мм рт. ст. Источником излучения служил лазер на красителе с узкой линией (~ 300 МГц), пере-страиваемой в окрестности D -линий натрия. Поглощающая ячейка представляла собой стеклянный капилляр с отверстием посередине, в которое поступали пары натрия (рис. 7). Мощность излучения, проходящего через капилляр, составляла ~ 10 мВт.

Наблюдение эффекта проводилось визуально по флуоресценции паров натрия, давление которых подбиралось таким ($\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.), чтобы поглощение излучения по всей длине капилляра было малым.

Ожидалось, что в зависимости от положения частоты излучения относительно частоты резонансного перехода пары натрия, поступающая в центральное отверстие, будут либо симметрично распространяться в обе стороны от него (при точном резонансе), либо только в одну сторону (правую или левую в зависимости от знака $\Omega = \omega - \omega_{mn}$).

Результаты эксперимента, показанные на рис. 8, подтвердили эти ожидания. Следует, однако, отметить одно обстоятельство, которое несколько маскировало наблюдение эффекта. Дело в том, что пары натрия сильно адсорбировали на стенке капилляра, в результате чего картины свечения паров устанавливались довольно долго ($\sim 10-15$ мин), тогда как в отсутствие адсорбции установление стационарной картины должно быть практически мгновенным. С адсорбцией связано и то обстоятельство, что пары натрия проникали не до конца капилляра, а лишь на расстояние $\sim 3-4$ см от центрального отверстия.

Согласно результату эксперимента можно считать, что явление светоиндуцированной диффузии надежно установлено и величина эффекта настолько велика, что он проявляется даже на фоне такого сильного маскирующего фактора, как адсорбция. С другой стороны, количественного сопоставления с теорией в эксперименте [8] из-за адсорбции сделать не удалось, потому его результаты следует рассматривать как качественные.

Возможные применения. Благодаря селективности резонансного воздействия излучения на вещество явление светоиндуцированной диффу-

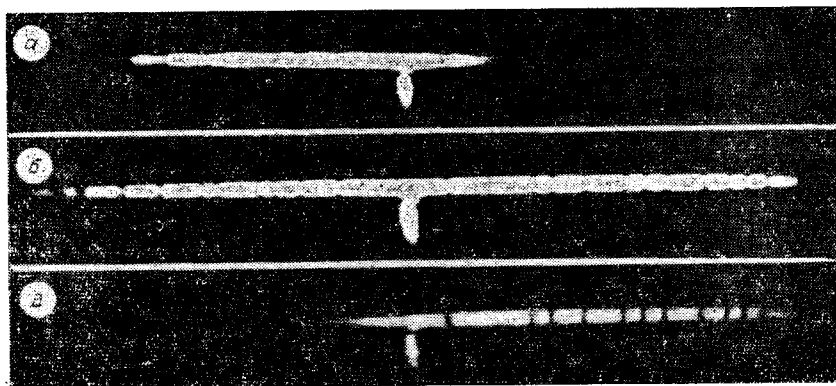


Рис. 8. Картины свечения паров натрия:
а — $\Omega < 0$, б — $\Omega = 0$, в — $\Omega > 0$.

зии может быть использовано при решении таких практических задач, как разделение изотопов, изомеров, получение сверхчистых химических веществ, и при решении других вопросов, требующих пространственного выделения одного из компонентов газовой смеси.

Оценим возможности использования явления для разделения изотопов. В ряде случаев удобной может оказаться схема, основанная на эффекте световой «пробки», отвечающая рис. 6. Пусть смесь двух изотопов поступает в правую часть сосуда, а частота излучения подобрана так, что создает эффект «пробки» для одного из изотопов. Второй же изотоп может свободно диффундировать в левую часть сосуда. Его полный диффузионный поток Q пропорционален сечению отверстия S и градиенту плотности:

$$Q = DS \nabla N_2; \quad D = \bar{v}^2/2\nu.$$

По порядку величины $\nabla N_2 = N_2/l$, где N_2 — плотность второго изотопа в правой части сосуда; l — толщина перегородки, которую можно выбрать согласно оценке (3). Тогда

$$Q \sim SN_2\alpha\bar{v}. \quad (8)$$

Эта формула свидетельствует о том, что перетекание второго изотопа происходит со скоростью $\alpha\bar{v}$. Для оценок возьмем $S = 1 \text{ см}^2$. Эффект световой «пробки» для отверстия с таким сечением может обеспечивать, как уже отмечалось, излучение мощностью $\sim 1 \text{ Вт}$. Плотность первого изотопа, удерживаемая «пробкой» в правой части сосуда, согласно предыдущим оценкам, может достигать значения $N_1 \sim 10^{14} \text{ 1/см}^3$. Полагая также $\alpha\bar{v} \sim 10^4 \text{ см/с}$, из (8) получим

$$Q \sim \xi 10^{18} \text{ с}^{-1}, \quad \xi = N_2/N_1,$$

где ξ — соотношение концентраций изотопов в исходной смеси. Пусть, например, $\xi \sim 1$, тогда за одну секунду в левую часть сосуда будет перетекать $\sim 10^{18}$ атомов изотопа при мощности излучения $\sim 1 \text{ Вт}$. Учитывая, что для оптической области спектра 1 Вт означает $\sim 10^{19}$ фотонов в секунду, получаем, что на выделение одного атома изотопа требуется ~ 10 фотонов. Поскольку первый изотоп не проникает в левую часть сосуда, разделение получается практически стопроцентным.

Для ускорения процесса разделения можно воспользоваться дополнительным источником излучения, частота которого подобрана на втягивание второго изотопа в левую часть сосуда.

Приведенные здесь цифры (10 фотонов на один атом изотопа) являются рекордными для существующих способов лазерного разделения изотопов. Разумеется, эти цифры характеризуют предельные возможности соответствующего метода, но их величина вселяет надежду на существенные преимущества метода в его практической реализации.

Оценки, относящиеся к разделению изотопов, в равной степени применимы и к задачам пространственного разделения изомеров, выделения примесей с целью получения сверхчистых химических веществ и т. д.

Выделение какого-нибудь компонента из газовой смеси представляет и чисто научный интерес. В частности, выделение изомеров можно использовать для создания плотных мишеней из возбужденных ядер. Можно также осуществить сепарацию атомных метастабилей и исследовать их свойства в условиях, существенно отличающихся от тех, в которых происходит их возбуждение.

Особо следует подчеркнуть возможность исследования транспортных сечений короткоживущих состояний, методы определения которых в настоящее время практически полностью отсутствуют. Поскольку эффект светоиндуцированной диффузии чувствителен непосредственно к разности транспортных сечений двух состояний, то появляется возможность

экспериментально регистрировать даже небольшие отличия этих сечений, что характерно, например, для колебательно-вращательных переходов молекул.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев П. Н. Собр. соч. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Аскарьян Г. А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1567.
3. Bjorkholm I. E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B. Observation of Resonance Radiation Pressure on an Atomic Vapor.— Phys. Rev. Lett., 1978, vol. 41, p. 1361.
4. Казанцев А. П. Резонансное световое давление.— УФН, 1978, т. 124, с. 113.
5. Bennett W. R. Hole Burning Effects in a He-Ne Optical Maser.— Phys. Rev., 1962, vol. 126, p. 580.
6. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия газов.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 773.
7. Пенкин Н. П., Редько Т. П. Диффузия возбужденных атомов в собственном газе и примесях.— В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Т. 1. Л., изд. ЛГУ, 1976, с. 51.
8. Анцыгин В. Д., Атутов С. Н., Гельмуханов Ф. Х. и др. Светоиндуцированная диффузия паров натрия.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 262.

Поступила в редакцию 5 ноября 1979 г.
