

## СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДИФфуЗИЯ ГАЗОВ

Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин

Сообщается о новом эффекте – светоиндуцированной диффузии газов, который состоит в том, что бегущая монохроматическая волна при поглощении на переходе из основного состояния атомов индуцирует макроскопические диффузионные потоки поглощающих атомов, направленные вдоль или против светового потока. В итоге атомы могут собраться к торцу поглощающей кюветы в слой  $\sim 1$  мм и меньше.

Резонансному поглощению света атомами на переходе из основного состояния присуща важная специфическая особенность: атом находится во взаимодействии с полем весьма длительное время, ограниченное лишь временем пребывания его в световом пучке. Этим обусловлен ряд интересных эффектов. Об одном из самых ярких – светоиндуцированной диффузии газов – сообщается в настоящей работе. Внешне эффект проявляется в том, что бегущая световая волна создает макроскопический поток поглощающих частиц, если последние находятся в смеси с буферным газом. В зависимости от определенных обстоятельств,

поток направлен либо в сторону распространения волны, либо в обратную. Оценки показывают, что силы, вызывающие этот поток, могут на несколько порядков превышать силу светового давления и позволяют собрать поглощающие частицы со всей ячейки произвольной длины к ее горцу в очень тонкий слой ( $\sim 1$  мм и меньше).

Сущность явления состоит в следующем. Если частота излучения  $\omega$  несколько отличается от частоты  $\omega_{mn}$  атомного перехода  $m-n$ , то вследствие эффекта Доплера распределения по скоростям  $\rho_{mn}(v)$ ,  $\rho_{nn}(v)$  заселенностей возбужденного ( $m$ ) и основного ( $n$ ) состояний становятся асимметричными. Следовательно, существуют потоки заселенностей  $j_{ll} = \langle v \rho_{ll}(v) \rangle$  ( $l = m, n$ ; угловые скобки означают интегрирование по скоростям). При этом должны возникать и силы внутреннего трения [1, 2], направленные против потоков:

$$F_l \equiv M \langle v S_l(v) \rangle = -M \nu_l j_{ll}; \quad (l = m, n), \quad (1)$$

где  $M$  — масса поглощающего атома,  $S_l(v)$  — интеграл столкновений,  $\nu_l$  — коэффициент, имеющий смысл частоты столкновений и обусловленный характером взаимодействия атома в состоянии  $l$  при столкновениях с окружающими частицами. Если буферный газ отсутствует, то  $\langle v S_m(v) \rangle + \langle v S_n(v) \rangle = 0$  согласно закону сохранения импульса (см. [1, 2]). Следовательно, сила  $F = F_m + F_n$ , действующая со стороны поля на поглощающие атомы в целом, как и следовало ожидать, равна нулю<sup>1)</sup>. Иное дело, если в объеме кроме поглощающего содержится и буферный газ. Разумеется, и в данном случае сила, действующая на газ в целом, равна нулю. Однако сила  $F = F_m + F_n$ , действующая только на поглощающие атомы, в общем случае отлична от нуля, что приводит их в движение. Особенно хорошо это видно тогда, когда плотность буферного газа много выше плотности поглощающего. Тогда  $\nu_m$  и  $\nu_n$  обусловлены взаимодействием с буферным газом возбужденных и невозбужденных атомов соответственно. Если распределения по скоростям  $\rho_{ll}(v)$  слабо отличаются от максвелловского  $w(v)$ , то частоты столкновений  $\nu_m$  и  $\nu_n$  обусловлены соответствующими транспортными сечениями. Очевидно, что вообще говоря транспортные сечения различны<sup>2)</sup> и тогда из (1) следует

$$F = M[(\nu_n - \nu_m)j_m - \nu_n J]; \quad J \equiv j_m + j_n, \quad (2)$$

где  $J$  — поток поглощающих частиц как целого. Из (2) ясно, что одновременное обращение в нуль силы  $F$  и потока  $J$  невозможно. Если интенсивность поля однородна по поперечному сечению ячейки<sup>3)</sup>, то мо-

<sup>1)</sup>Мы пренебрегаем здесь эффектами светового давления. Не принимается во внимание также диссипация энергии излучения, что вполне оправдано для оптических переходов в атомах.

<sup>2)</sup>Их различие может быть довольно существенным [3].

<sup>3)</sup>В противном случае будут возникать конвекционные потоки.

гут существовать два стационарных режима: режим стационарного потока, когда сила  $\mathbf{F}$  равна нулю, и стационарный режим для замкнутого объема, когда поток частиц отсутствует, но отлична от нуля сила  $\mathbf{F}$ , которая компенсируется создавшимся градиентом плотности.

Конкретный расчет проведен с ориентацией на электронные переходы атомов в условиях однородного уширения, когда зависимость от скорости элементов атомной матрицы плотности близка к максвелловской:

$$\rho_{lk}(\mathbf{v}) = [\rho_{lk} + \frac{2}{v^2} \mathbf{v}' \mathbf{j}_{lk}] w(\mathbf{v}). \quad (3)$$

Из обычных уравнений для матрицы плотности, описывающих взаимодействие с бегущей монохроматической волной, легко составить уравнения для  $\rho_{lk}$  и  $\mathbf{j}_{lk}$ . Их решение в режиме стационарного потока приводит к следующему результату:

$$\mathbf{J} = k \bar{v}^2 \frac{2\gamma_m}{\nu_n} \left( \frac{\Omega}{\Gamma^2 + \Omega^2} \right) \frac{a}{1 - 2\gamma_m a(1 + \kappa)/\nu_n} N, \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad a = \frac{1}{2} \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_m + 2\gamma_m(1 + \kappa)} \left( \frac{\kappa}{1 + \kappa} \right);$$

$$\kappa = \frac{|E|^2 d_{mn}^2}{2\hbar^2 \gamma_m} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} \right); \quad N = \rho_{mm} + \rho_{nn}. \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\bar{v}$  — среднетепловая скорость,  $\gamma_m$  — константа распада возбужденного уровня,  $\Gamma$  — полуширина линии люминесценции,  $E$  — амплитуда электрического поля излучения,  $d_{mn}$  — матричный элемент дипольного момента,  $N$  — плотность поглощающих частиц.

Как видно из (4), направление потока зависит от знака  $\Omega$  — разности частоты излучения и частоты перехода, а также от знака разности  $\nu_m$  и  $\nu_n$ . Если  $\nu_m > \nu_n$ , то при положительной  $\Omega$  поток поглощающих атомов направлен навстречу световому потоку. Оценим скорость потока  $u = J/N$  для типичных атомных характеристик и в типичных экспериментальных условиях:

$$2\gamma_m \sim 10^7 \text{ Гц}, \quad \nu_n \sim \nu_m \sim 10^8 \text{ Гц}, \quad \lambda = 2\pi/k \sim 10^{-4} \text{ см}, \quad \Gamma \sim 10^9 \text{ Гц},$$

$$\bar{v} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек.} \quad (6)$$

Если  $(\nu_m - \nu_n) / \nu_m \sim 1$ , то при  $\Omega = \Gamma$  и  $\kappa \sim 1$  (такие значения параметра насыщения  $\kappa$  вполне достижимы) из (4) следует  $u \sim 10^3$  см/сек; что представляет собой довольно большую величину.

Для замкнутого объема в стационарном режиме ( $\mathbf{J} = 0$ ) из уравнений для  $\rho_{lk}$  и  $\mathbf{j}_{lk}$  вытекает следующее уравнение для плотности погло-

щающих частиц:

$$\frac{\nabla N}{N} = k \frac{a}{1+a} \frac{4\Omega\gamma_m}{\Gamma^2 + \Omega^2} \quad (7)$$

При тех же характерных параметрах имеем:

$$\left| \frac{\nabla N}{N} \right| \sim 10^2 \text{ см}^{-1}. \quad (8)$$

Это означает, что поглощающие атомы практически полностью собираются в слое толщиной  $\sim 10^{-2}$  см у того или иного (в зависимости от знака  $\Omega$  и знака разности  $\nu_n + \nu_m$ ) торца поглощающей ячейки.

Эксперименты по поглощению света на переходе из основного состояния атомов и молекул ведутся уже давно и столь внушительная величина описанного выше эффекта заставляет подозревать, что он должен бы уже проявиться в каком-либо из экспериментов. Действительно, анализ литературы привел нас<sup>1)</sup> к работе Ашкина с сотрудниками [4], выполненной еще в 1975 г., в которой при исследовании светового давления в парах натрия обнаружено, что при  $\Omega > 0$  плотность паров увеличивается не в направлении светового потока, а в противоположном. Соответствующий эффект остался в [4] необъясненным. С большой степенью уверенности можно считать, что в условиях работы [4] мы имеем дело со светоиндуцированной диффузией газов. Разумеется, условия для наблюдения указанного эффекта в работе [4] были далеки от оптимальных, поэтому надежда получить гораздо более яркое проявление эффекта вполне оправдана.

В заключение заметим, что явление светоиндуцированной диффузии можно успешно использовать для разделения изотопов. Если, например, необходимо разделить два изотопа, то подбором частоты лазера можно добиться, чтобы один из них стекал к одному концу кюветы, а другой — к противоположному.

Институт автоматики и электрометрии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
7 мая 1979 г.

### Литература

- [1] К.Хир. Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, М., изд. Мир, 1976.
- [2] С.И.Брагинский. Сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича, Атомиздат, 1, 183, 1963.
- [3] Н.П.Пенкин, Т.П.Редько. Сб. Спектроскопия газоразрядной плазмы, изд. Ленинградского университета, 1, 51, 1976.
- [4] J.E.Bjorkholm, A.Ashkin, D.V.Pearson. Appl. Phys. Lett., 27, 534, 1975.

<sup>1)</sup>Мы благодарны Г.И.Сурдутовичу за указание соответствующей ссылки.