

О ДИФФУЗИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

В. Н. Лисицын, А. С. Проворов и В. П. Чеботарев

Исследованы процессы разрушения метастабильных атомов 2^1S и 2^3S гелия и $1s_3$, $1s_5$ неона при столкновении со стенками разрядной трубки. Измерены радиальные распределения концентрации указанных метастабильных состояний. Концентрация возбужденных атомов измерялась по оптическому поглощению определенной длины волны в центре спектральной линии с помощью интерферометра. Показано, что рассматриваемые уровни 2^1S и 2^3S He и уровни $1s_3$, $1s_5$ Ne неполностью разрушаются при столкновении со стеклянными стенками разрядной трубки. Определены параметры разрушения данных метастабильных состояний и коэффициенты отражения от стенок для метастабильных атомов He: $R_{2^1S} = 0.65$, $R_{2^3S} = 0.89$. Найдена зависимость диффузионного времени жизни для метастабильных состояний от параметра разрушения на стенках. Данные расчета радиального распределения концентрации метастабильных атомов сравниваются с экспериментом.

Введение

Интерес к изучению поведения метастабильных атомов объясняется тем, что концентрация их в разряде обычно на два—три порядка превышает концентрацию других возбужденных состояний, поэтому метастабильные атомы играют важную роль в большинстве процессов возбуждения различных уровней. Исследование поведения метастабильных состояний было начато Месснером и Графундером в 1927 г. [1] и продолжается до настоящего времени [2, 3]. В известных работах определение коэффициентов диффузии производилось в предположении полного разрушения метастабильных атомов на стенках разрядной трубки. Однако в работе [4] при исследовании тлеющего разряда в чистом гелии была замечена существенно отличная от нуля концентрация метастабильных атомов в состояниях 2^1S и 2^3S на стенках разрядной трубки. В связи с тем что точное значение коэффициентов диффузии необходимо для экспериментального определения сечений ряда различных элементарных процессов, была поставлена настоящая работа, целью которой явилось определение коэффициентов отражения метастабильных атомов гелия и неона от стеклянных стенок разрядной трубки и изучение влияния неполного разрушения метастабильных атомов на стенках на их диффузионное время жизни.

Теория

При низких давлениях газа, когда можно пренебречь объемными процессами разрушения в результате атом-атомных столкновений, разрушение метастабильных атомов происходит за счет двух основных процессов — диффузии к стенкам и столкновений с электронами. В этом случае уравнение, описывающее концентрацию метастабильных атомов, следуя Фабриканту [5], можно записать в виде

$$D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \beta_n n_e n = -a_n n_e n_0. \quad (1)$$

Здесь n — концентрация метастабильных атомов, D — коэффициент диффузии, α_n — вероятность возбуждения, β_n — вероятность разрушения метастабильных атомов при столкновении с электронами, n_0 — концентрация невозбужденных атомов, n_e — концентрация электронов на данном расстоянии от оси, отнесенная к концентрации на оси. Считаем, как обычно, что $n_e = J_0 \left(\frac{\nu_1}{a} r \right)$, ν_1 — первый корень функции Бесселя нулевого порядка, a — радиус разрядной трубки.

При решении уравнения диффузии обычно пользуются граничным условием на стенке: $n=0$. Это условие является приближенным, основанным на том, что длина свободного пробега частиц считается много меньше диаметра разрядного сосуда. Так как при низких давлениях газа и небольших размерах трубки это предположение не всегда выполняется, необходимо рассмотреть более строгое условие. По теории диффузии необходимо, чтобы плотность атомов вблизи стенки менялась по линейному закону и обращалась в нуль на конечном расстоянии «позади» стенки [6]. В предположении полного разрушения частиц при столкновении со стенкой правильное граничное условие [6, 7] имеет вид

$$D \frac{\partial n(a)}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{2} n(a) = 0, \quad (2)$$

где \bar{v} — средняя скорость движения атомов. Если предположить, что вероятность разрушения атомов при соударении со стенкой меньше единицы, то нетрудно получить следующее граничное условие на стенке:

$$D \frac{\partial n(a)}{\partial r} + \frac{1-R}{1+R} \frac{\bar{v}}{2} n(a) = 0, \quad (3)$$

R — коэффициент отражения атомов от стенки, равный отношению числа отразившихся частиц от единицы площади стенки в единицу времени к числу падающих

$$R = \frac{n(a) \bar{v} + 2Dn'_r(a)}{n(a) \bar{v} - 2Dn'_r(a)}. \quad (4)$$

Практически для расчетов удобно ввести следующий безразмерный параметр α_n , который в дальнейшем будем называть «параметром разрушения»

$$\alpha_n = \frac{1-R}{1+R} \frac{a\bar{v}}{2D} = - \frac{a}{n(a)} \frac{\partial n(a)}{\partial r}. \quad (5)$$

Случай $\alpha_n=0$ соответствует полному отражению, а

$$\alpha_n = \frac{a\bar{v}}{2D} \quad (5')$$

полному разрушению метастабильных атомов при столкновении со стенкой.

Пренебрегая объемным разрушением метастабильных атомов при столкновении с атомами и электронами разряда, из уравнения (1) и граничного условия (3) получим выражение для радиальной зависимости концентрации метастабильных атомов

$$n(r) = ip \left[AJ_0 \left(\frac{\nu_1}{a} r \right) p + \frac{B}{\alpha_n} \right], \quad (6)$$

где i — разрядный ток, p — давление газа, A и B — постоянные величины.

Исследование зависимости диффузионного времени жизни метастабильных атомов от параметра разрушения их на стенке разрядной трубки сводится к решению следующей задачи:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \right), \\ a \frac{\partial n(a)}{\partial r} + a_n n(a) &= 0, \\ n(0, r) &= C J_0 \left(\frac{\lambda_1}{a} r \right). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Считаем, что в начальный момент времени источники метастабильных атомов распределены по функции Бесселя, C — некоторый размерный коэффициент.

Решение системы (7) имеет вид

$$n(r, t) = 2.5C \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\lambda_k^2}{(\mu_1^2 - \lambda_k^2)(\lambda_k^2 + a_n^2) J_0(\lambda_k)} J_0 \left(\frac{\lambda_k}{a} r \right) e^{-D \left(\frac{\lambda_k}{a} \right)^2 t}, \quad (8)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_k$ — положительные корни, расположенные в порядке возрастания, уравнения

$$a_n J_0(\lambda_k) + \lambda_k J_0'(\lambda_k) = 0. \quad (9)$$

Из (8), следуя обычному определению времени жизни τ как времени, за которое полное число метастабильных атомов спадает в e раз, нетрудно получить, учитывая основную моду решения,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D_0}{a^2 p} \lambda_1^2, \quad (10)$$

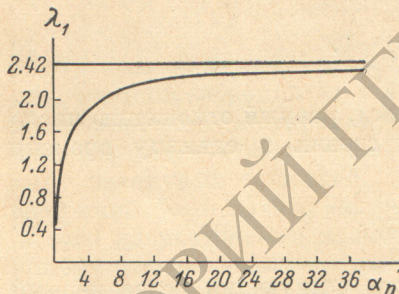


Рис. 1. Зависимость параметра λ_1 от параметра разрушения α_n .

где $D_0 = D_p$. В этом случае нахождение зависимости времени жизни от параметра разрушения или коэффициента отражения сводится к решению уравнения (9). Зависимость λ_1 от λ_n приведена на рис. 1. По этой кривой можно рассчитать диффузионное время жизни по формуле (10) для любых давлений рабочего газа, если известны значения

параметра разрушения метастабильных атомов на стенках. Анализ выражения (8) показывает, что при небольших параметрах разрушения ($\lambda_n \ll 7$) спадание концентрации атомов на оси разряда со временем не может быть описано простым экспоненциальным законом, так как в этом случае существенный вклад в значение концентрации вносят высшие моды решения. Тогда временная зависимость дается суммой экспонент с разными постоянными затухания.

Неполное разрушение метастабильных атомов на стенках сосуда приводит к увеличению эффективной длины поглощения за счет диффузии метастабильных атомов вдоль оси разряда. Несложный анализ показывает, что вылет атомов за светящуюся часть разряда пропорционален диаметру трубки и обратно пропорционален параметру λ_1 .

Экспериментальная установка

Параметры разрушения и коэффициенты отражения метастабильных атомов на стенках экспериментально определяются из кривых, описывающих радиальное распределение метастабильных атомов в разрядной трубке. Как следует из (6), вид этих кривых зависит от параметра разру-

шения метастабильных атомов на стенке сосуда. Для определения радиальных зависимостей концентрации метастабильных состояний гелия (2^1S и 2^3S) и неона ($1s_3$, $1s_5$) в тлеющем разряде была собрана экспериментальная установка, показанная на рис. 2. Схема включала исследуемую разрядную трубку, трубку подсветки, перестраиваемый интерферометр Фабри—Перо [8], систему диафрагм и линз, монохроматор SPM-1, фотумножитель ФЭУ-15, резонансный усилитель и синхронный детектор. Через исследуемую трубку диаметром 18—20 мм и длиной 200 мм пропусклся свет от трубки подсветки диаметром 2 мм. Обе трубки наполнялись одинаковым газом. Условия разряда в трубке подсветки выбирались

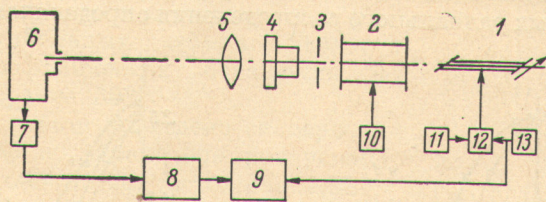


Рис. 2. Экспериментальная установка.

1 — трубка подсветки, 2 — исследуемая трубка, 3 — диафрагма диаметром 1 мм, 4 — интерферометр Фабри—Перо, 5 — линза, 6 — монохроматор, 7 — фотумножитель, 8 — резонансный усилитель, 9 — синхронный детектор, 10, 11 — источники питания, 12 — модулятор тока, 13 — звуковой генератор.

таким образом, чтобы форма линии излучения имела плато в окрестности центральной частоты с шириной порядка доплеровской. Монохроматор настраивался на линии 5015, 3889, 6266, 6217 Å в зависимости от того, какое из метастабильных состояний 2^1S , 2^3S гелия, $1s_3$, $1s_5$ неона исследовалось. Концентрация возбужденных атомов определялась по оптическому поглощению определенной длины волны в центре спектральной линии, интервал которой вырезался с помощью интерферометра и диафрагмы, закрепленной на входной щели монохроматора. Исследуемый разряд ограничивался герметизирующими окнами, для исключения неопределенности в длине разряда вследствие диффузии метастабильных атомов вдоль оси при измерениях абсолютных значений концентрации и радиальных распределений метастабильных атомов. Трубка подсветки укреплялась на каретке, которая могла перемещаться параллельно самой себе вдоль всего диаметра исследуемого разряда. Вместе с трубкой 2 перемещалась диафрагма, имеющая диаметр 1 мм, что обеспечивало разрешающую способность установки менее 1.5 мм. Все измерения для метастабильных состояний гелия и неона производились в области давлений от 0.18 до 6 тор и токов от 0 до 50 ма.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Основным экспериментальным результатом данной работы является получение кривых радиального распределения метастабильных атомов 2^1S и 2^3S гелия и атомов $1s_3$, $1s_5$ неона, по которым оказывается возможным определение вероятности отражения указанных метастабильных атомов при столкновении со стенками стеклянной разрядной трубки. На рис. 3 приведены типичные кривые радиального распределения атомов 2^1S , 2^3S , 2^1P гелия, а на рис. 4 — соответствующие кривые для метастабильных $1s_3$, $1s_5$ и резонансного $1s_2$ состояний неона. Следует обратить внимание на то существенное обстоятельство, что во всех случаях концентрация метастабильных атомов на стенке не равна нулю. Конечное значение концентрации частиц на стенке разрядной трубки не может быть объяс-

нено в терминах полного разрушения метастабильных атомов на стенках, так как в этом случае длина экстраполяции (d) к нулевому значению концентрации «за стенку» должна определяться по диффузионной теории [6] как

$$d = \frac{2}{3} \lambda,$$

где λ — это средняя длина свободного пробега. В наших измерениях величина d составляет $(5 \div 20) \lambda$. Очевидно, что такое большое значение концентрации вблизи стенки может быть объяснено только неполным разрушением метастабильных атомов при соударении со стенкой. Параметр α_n из кривых радиального распределения определялся по формуле (5),

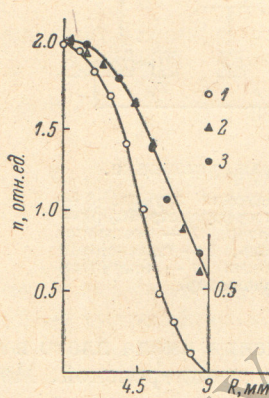


Рис. 3. Типичные кривые радиального распределения возбужденных атомов гелия.

1 — 2^1P , $p=2.0$ тор, $i=10$ ма;
2 — 2^1S , $p=0.18$ тор, $i=50$ ма;
3 — 2^2S , $p=0.54$ тор, $i=50$ ма.

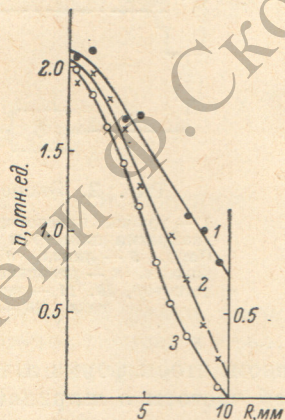


Рис. 4. Типичные кривые распределения возбужденных атомов неона.

1 — $1s_3$, $p=0.3$ тор, $i=25$ ма;
2 — $1s_3$, $p=0.3$ тор, $i=25$ ма;
3 — $1s_2$, $p=0.9$ тор, $i=20$ ма.

а коэффициенты отражения — по (4). Сравнение экспериментальных точек с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (6), в которой параметры A и B подобраны, показано на рис. 5. Радиальные распределения метастабильных состояний существенно отличаются от вида радиальных зависимостей концентрации короткоживущих атомов 2^1P и 2^3P гелия и резонансного уровня $1s_2$ неона. Последние при всех условиях разряда имеют нулевую концентрацию вблизи стенки разрядной трубки. На рис. 3 кривая 1 соответствует радиальной зависимости населенности атома 2^1P He, на рис. 4 кривая 3 атомов $1s_2$ Ne.

Напомним теперь, что при выводе уравнения (6), описывающего радиальное распределение метастабильных атомов, нами было сделано предположение о полном отсутствии процессов объемного разрушения в результате неупругих столкновений метастабильных атомов с невозбужденными атомами и электронами разряда. В связи с этим экспериментальное определение параметров разрушения и коэффициентов отражения производилось при низких давлениях газа порядка $0.2 \div 0.5$ тор, когда атом-атомные столкновения еще не играют заметной роли в разрушении исследуемых уровней. С целью исключения ошибок, вызванных объемным разрушением различных метастабильных атомов электронами, указанные параметры находились по кривым радиального распределения, полученным при небольших токах разряда. Отметим, что с увеличением тока разряда вид радиального распределения более сложный, чем описываемый выражением (6). Тогда значения параметра разрушения, получаемых

из экспериментальных кривых, становятся зависимыми от величины разрядного тока. Исходя из этих соображений, достоверными мы считаем данные, полученные в той области токов разряда, где экспериментальные значения α_n не зависят от i .

Основные результаты измерений параметров разрушения и коэффициентов отражения на стеклянных стенках трубки для исследованных метастабильных состояний приведены в таблице. Там же для сравнения приводятся значения α_n (пред.), рассчитанные по формуле (5'), полученной для случая полного разрушения метастабильных атомов. Точность определения коэффициентов отражения по нашим оценкам равна 30%.

В настоящей работе проведено экспериментальное определение параметров разрушения некоторых метастабильных состояний гелия и неона при столкновениях со стеклянными стенками разрядной трубки. Целесообразно в заключение привести данные, полученные в работе Бетерова при исследовании гелий-неонового разряда в капилляре из тефлона. Им было отмечено, что при прочих равных условиях населенность метастабильных атомов 2^3S в тефлоновом капилляре в 2—3 раза больше, чем

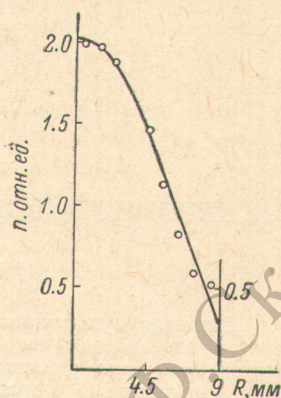


Рис. 5. Сравнение теоретического радиального распределения (6) (сплошная линия) с экспериментальным для 2^1S гелия ($p=0.18$ тор, $i=18$ ма).

Параметры	Состояние			
	2^1SHe	2^3SHe	$1s_2Ne$	$1s_2Ne$
Давление газа, тор	0.18	0.54	0.3	0.3
Ток разряда, ма	18	16	5	5
α_n , эксперимент	7.7	5.2	7.0	26.0
α_n , предельное	36.5	84.0	—	—
R	0.65	0.89	—	—

в стеклянном. Таким образом, коэффициент отражения от стенки зависит как от сорта метастабильных атомов, так и от материала стенки.

Литература

- [1] К. W. Messner, A. Graffunder. Ann. Phys., 84, 1009, 1927.
- [2] Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов, М. И. Чибисов. ЖЭТФ, 56, 340, 1969.
- [3] И. Я. Фуголь, П. Л. Пахомов. ЖЭТФ, 53, 870, 1967.
- [4] Л. С. Василенко, В. Н. Лисицын, Г. Е. Ноткин, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 28, 405, 1970.
- [5] В. А. Фабрикант. ЖЭТФ, 8, 549, 1937.
- [6] И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизированных газах. Изд. «Мир», М., 1967.
- [7] В. А. Фабрикант. ДАН СССР, 23, 224, 1939.
- [8] В. Н. Лисицын. ПТЭ, № 1, 160, 1969.

Поступило в Редакцию 8 декабря 1969 г.