

ДРЕЙФ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ НЕОНА В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

В. И. Виноградов и А. В. Елецкий

В статье изложены результаты исследования на длинах волн 1.15 и 0.63 мкм дрейфовых процессов в разряде неона постоянного тока. Получены в отдельности значения разностных частот в лазере бегущей волны, вызванные дрейфом атомов в результате эффекта Лэнгмюра и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов неона. Экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с теорией. Определена скорость дрейфа атомов неона (эффект Лэнгмюра) в зависимости от давления.

1. Некоторые результаты экспериментального исследования дрейфа возбужденных атомов неона в разряде постоянного тока представлены в работе [1]. В частности, установлено, что механизм и характер дрейфа определяется параметрами разряда (давление, ток), и наряду с явлением перекачки газа (эффект Лэнгмюра) при давлениях неона $P > 0.2$ тор существенную роль играет «рекомбинационный» механизм дрейфа. Этот механизм связан с тем, что часть возбужденных атомов неона в рассматриваемых состояниях образуется в результате диссоциативной рекомбинации (д. р.) молекулярных ионов неона, так что в момент образования эти атомы уже имеют направленную скорость. Выделение указанного механизма дрейфа возбужденных атомов возможно благодаря тому, что знак, вызванной этим явлением разностной частоты Ω в лазере бегущей волны, не зависит от характера дисперсии активной среды. В данной работе на основании выполненных одним из авторов [2] количественных измерений дисперсии частоты некоторых переходов неона удается по измеренным значениям разностной частоты [1] восстановить скорость перекачки газа в центральной области трубки (эффект Лэнгмюра). При этом оказалось возможным распространить измерения на область более высоких давлений, чем рассмотрено в [1], а также на смесь гелия с неонам.

2. На рис. 1 представлены результаты измерения разностной частоты в лазере бегущей волны, работающего на переходах $2s_2-2p_4$ ($\lambda_1=1.15$ мкм) и $3s_2-2p_4$ ($\lambda_2=0.63$ мкм) при различных параметрах разряда. Эти результаты получены с помощью методики, описанной в работе [1]. Выделим из измеренных значений разностной частоты слагаемые, связанные с явлением перекачки и с рекомбинационным механизмом дрейфа возбужденных атомов неона

$$\left. \begin{aligned} \Omega_1 &= \Omega'_1 + \Omega''_1, \\ \Omega_2 &= \Omega'_2 + \Omega''_2, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где Ω_1, Ω_2 — значения разностной частоты на переходах $2s_2-2p_4$ и $3s_2-2p_4$ соответственно; штрихом помечено слагаемое, связанное с эффектом Лэнгмюра, а двумя штрихами — с рекомбинационным дрейфом. В случае перекачки газа скорость дрейфа атомов на верхнем и нижнем лазерных уровнях совпадает со скоростью перекачки газа v , поэтому соответствующая часть разностной частоты выражается через дисперсию активной среды dn/dv [2].

$$\Omega'_{1,2} = \frac{2v\lambda_{1,2}}{\lambda_{1,2}L} \left(\frac{dn}{dv} \right)_{1,2}, \quad (2)$$

где $\lambda_{1,2}$, $\nu_{1,2}$ — длина волны и частоты соответствующего перехода; l , L — длина активной среды и периметр резонатора бегущей волны соответственно. Отсюда для двух исследуемых переходов получаем

$$\frac{\Omega'_1}{\Omega'_2} = \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \left(\frac{dn_1}{d\nu_1} \right) \left(\frac{d\nu_2}{d\nu_1} \right). \quad (3)$$

Указанное отношение может быть вычислено на основании результатов измерения дисперсии активной среды на рассматриваемых переходах [2].

Система уравнений (1), (3) содержит четыре неизвестных. Мы дополняем эту систему уравнением, которое справедливо в случае, когда коэффициент усиления G на обоих переходах равен нулю,

$$\frac{\Omega''_1}{\Omega''_2} = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = A. \quad (4)$$

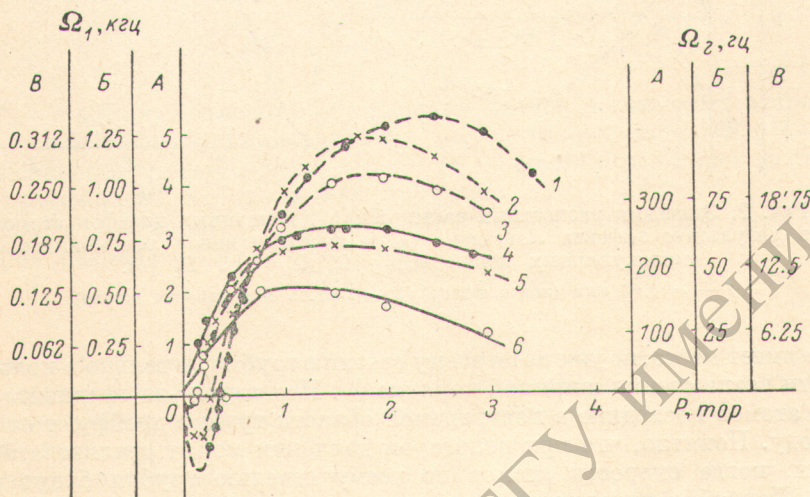


Рис. 1. Зависимость разностной частоты, вызванной дрейфом атомом неона в разряде постоянного тока в зависимости от давления неона и радиуса разрядной трубки.

1, 2, 3 — $\lambda=1.15$ мкм; 4, 5, 6 — $\lambda=0.63$ мкм; 1, 4 — $R=1$ мм, шкалы А; 2, 5 — $R=2$ мм, шкалы В; 3, 6 — $R=4$ мм, шкалы В. $l=20$ см, $L=2$ м, $I=5$ ма.

Указанные условия не реализуются одновременно для двух переходов. В то время как для перехода $2s_2-2p_4$ эти условия наблюдаются в чистом неоне ($P=1.2$ тор, $d=4$ мм, $I=5$ ма), для перехода $3s_2-2p_4$ нулевое усиление реализуется лишь в смеси He—Ne. Однако при этих условиях, как будет видно из дальнейшего, преобладает рекомбинационный механизм дрейфа, для которого наличие гелия не сказывается на величине разностной частоты. Значение параметра A , полученное экспериментально, в случае, когда ($G_1=G_2=0$) оказывается равным 13.5 ± 1 , где разброс обусловлен ошибкой измерений.

На рис. 2, а, б представлены значения Ω'_1 , Ω'_2 , Ω''_2 , восстановленные из экспериментальных результатов (рис. 1) на основании уравнений (1)–(4).

На рис. 3 приведены абсолютные значения скорости перекачки газа в целом, восстановленные из измерений Ω'_1 , Ω'_2 на основании уравнения (2) и измерений дисперсии, выполненных в [2]. Совпадение значений дрейфовой скорости, полученных с помощью измерений разностной частоты на различных переходах, подтверждает правильность принятых при обработке допущений.

3. Рассмотрим рис. 2, а, где для двух исследуемых переходов представлены зависимости разностной частоты, вызванной эффектом Лэнгмюра, от давления неона. Немонотонный характер кривых объясняется конкуренцией двух факторов, влияющих на разностную частоту $\Omega'_{1,2}$. В самом деле, при изменении давления неона изменяется как направление и скорость

перекачки атомов, так и величина и знак усиления. Обе кривые проходят через нуль в точке $P \simeq 0.7$ тор, поскольку при этом давлении скорость перекачки газа по центру трубки равна нулю (рис. 3). Действительно, в области малых давлений, удовлетворяющих соотношению $\lambda_+ > R$, атомы вблизи оси трубки дрейфуют от катода к аноду в результате столкновений с электронами. Столкновений атомов с ионами при таких давлениях практически не происходит. При значительно больших давлениях этот процесс

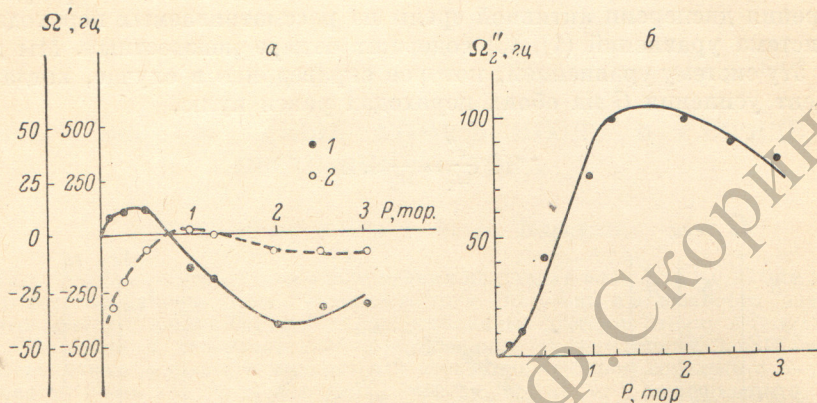


Рис. 2. Значения разностных частот Ω'_1 ; Ω''_2 вызванных дрейфом атомов в результате эффекта Лэнгмюра (а) и диссоциативной рекомбинацией молекулярных ионов неона Ω'_2 ; $\Omega''_1 = 13.5 \Omega'_2$ (б).

1 — $\lambda = 0.63$ мкм (левая шкала), 2 — $\lambda = 1.15$ мкм (правая шкала).

также имеет место, но уже не по всему сечению трубки, а только в кольцевой области возле стенки шириной порядка λ_+ . Поэтому из-за градиента плотности атомов последние в центральной области трубки дрейфуют от анода к катоду. Понятно, что при некотором давлении может реализоваться ситуация, когда скорости атомов по всему сечению трубки будут равны нулю. Подробно конкуренция различных механизмов дрейфа атомов обсуждается в работе Честера [4].

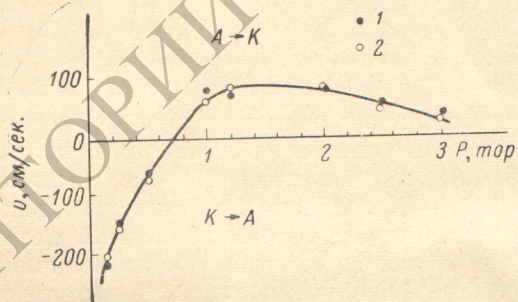


Рис. 3. Зависимость скорости v дрейфа атомов неона (эффект Лэнгмюра) от давления неона P .

1 — измерения на $\lambda = 1.15$ мкм, 2 — измерения на $\lambda = 0.63$ мкм, $I = 5$ ма, $2R = 4$ мм.

Разностная частота, обусловленная дрейфом атомов, образующихся в результате д. р., может быть оценена на основании соотношения, аналогичного (2).

$$\Omega_{1,2} = v_{др}^+ \frac{2lv_{1,2}}{\lambda_{1,2}L} \left[\frac{A_{1,2} \lambda_{1,2}^2 \left(N_{1,2} - \frac{g_{1,2}}{g_0} N_0 \right)}{32\pi^3 \Delta v_{D,2}^2} \right], \quad (2a)$$

где $A_{1,2}$ — вероятность спонтанного излучения для соответствующего перехода; $N_{1,2}$; N_0 — плотность частиц на верхнем и нижнем лазерном уровне, образованных в результате д. р., $\Delta v_{D,1,2}$ — ширина доплеровского

контура для таких частиц.¹ Характер зависимости, представленной на рис. 2, б, может быть качественно объяснен на основании соотношения (2а). При малых давлениях разностная частота возрастает с давлением, что связано с ростом числа возбужденных атомов, образующихся в результате д. р. В самом деле, эти атомы разрушаются за счет излучения, так что уравнение баланса для них имеет вид

$$\frac{dN_{1,2}}{dt} = N_{\text{Ne}^+} N_e \alpha_{\text{рек. 1, 2}} - \frac{N_{1,2}}{\tau_{1,2}} = 0, \quad (5)$$

где N_{Ne^+} — плотность молекулярных ионов, $\alpha_{\text{рек. 1, 2}}$ — коэффициент д. р. с образованием атомов в соответствующем состоянии, $\tau_{1,2}$ — время жизни атома. Молекулярные ионы в рассматриваемых условиях образуются в результате ассоциативной ионизации,² а нейтрализуются на стенках, так что имеем следующее уравнение баланса:

$$\frac{dN_{\text{Ne}^+}}{dt} = N^* N_0 K_{\text{асс.}} - \frac{N_{\text{Ne}_2^+}}{\tau_{\text{ст.}}} = 0, \quad (6)$$

где N^* — плотность высоко возбужденных атомов, из которых в процессе ассоциативной ионизации образуются молекулярные ионы, $K_{\text{асс.}}$ — константа скорости этого процесса, $\tau_{\text{ст.}} = R/D_a$ — время ухода ионов на стенки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии.

Решение уравнений (5), (6) дает зависимость плотностей $N_{1,2}$ от параметров разряда

$$N_{1,2} = \frac{N^* N_0 N_e K_{\text{асс.}} R^2 \alpha_{\text{рек. 1, 2}} \tau_{1,2}}{D_a}. \quad (7)$$

При малых давлениях $N_{1,2}$ возрастают с давлением быстрее, чем по квадратичному закону, ибо $D_a \sim N_0^{-1}$, а величина N^* при постоянных значениях тока и напряженности электрического поля также возрастает с давлением.

При увеличении давления появляются факторы, приводящие к более плавному увеличению $\Omega_{1,2}''$ с ростом давления, так что при некотором давлении $\Omega_{1,2}''$ имеет максимум. К упомянутым факторам следует отнести прежде всего уменьшение дрейфовой скорости ионов $v_{\text{др.}}^+$ с ростом давления. Далее, при достаточно высоких давлениях возбужденный атом, образовавшийся в результате д. р., может передать возбуждение атому в основном состоянии за время, меньшее, чем время высвечивания фотона. Поскольку сечение резонансной передачи возбуждения много больше сечения упругого рассеяния возбужденного атома на атоме в основном состоянии, указанный процесс приведет к уменьшению числа возбужденных атомов, имеющих направленную скорость. Этот процесс играет существенную роль при плотностях газа, превышающих величину $(\tau K_{\text{рез.}})^{-1}$, где τ — время жизни возбужденного состояния, $K_{\text{рез.}}$ — константа резонансной передачи возбуждения — дается соотношением (в атомных единицах) [3]

$$K_{\text{рез.}} = 2.26\pi d^2,$$

где d^2 — квадрат матричного элемента дипольного момента перехода из возбужденного состояния в основное. Поскольку радиационное время жизни состояний $2s_2$ и $3s_2$ связано при давлениях порядка несколько тор с высвечиванием в основное состояние, можно показать, что величина $(\tau K_{\text{рез.}})^{-1}$ для каждого из этих уровней определяется величиной d^2 для соответствующего перехода. Соответствующие значения $(\tau K_{\text{рез.}})$ для обоих переходов близки и составляют $2 \cdot 10^{-17}$. Отсюда имеем, что пе-

¹ Возбужденные атомы, образующиеся в результате д. р., имеют избыток кинетической энергии порядка 1 эв, причем форма распределения, вообще говоря, отличается от максвелловской [3].

² В работе [1] учитывался лишь механизм образования молекулярных ионов путем конверсии, однако последующие оценки показали, что в рассматриваемых условиях ассоциативная ионизация значительно более эффективна (см. также работу [5]).

редача возбуждения влияет на форму кривой (рис. 2, б), начиная с давлений $P \geq 1$ тор. Тот факт, что формы кривых $\Omega_1''(p)$ и $\Omega_2''(p)$ совпадают, объясняется общим для обоих переходов механизмов уменьшения д. р. при высоких давлениях.

5. Сопоставим результаты, представленные на рис. 2, б, с выражением (2а). Поскольку знак разностной частоты $\Omega_{1,2}$ не зависит от знака усиления на обоих переходах, число атомов на уровне $2p_4$, образующихся в результате д. р., много меньше, чем число атомов на верхних лазерных уровнях, $2s_2$ и $3s_2$. Оценим значения $N_{1,2}$ на основании выражения (2а) и измеренного значения $\Omega_{1,2}''$. Это дает $N_1 \approx N_2 \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, если использовать значения $E/N_0 = 4 \cdot 10^{-16} \text{ в/см}^3$; $A_1 = 10^7$; $A_2 = 5 \cdot 10^6$, $\Delta\nu_{D_1} = 6 \cdot 10^{10} \text{ гц}$; $\Delta\nu_{D_2} = 10^{11} \text{ гц}$. Пользуясь полученными результатами и соотношением (5), имеем, что $N_{\text{Ne}_2^+} \alpha_{\text{рек.}} \approx 40$. Разумным для величины $\alpha_{\text{рек.}}$ можно считать значение порядка $10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек.}$, откуда получаем оценку для плотности молекулярных ионов $N_{\text{Ne}_2^+} \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, измерение разностной частоты $\Omega_{1,2}$, вызванной дрейфом атомов в разряде неона постоянного тока совместно с измерением дисперсии, позволило получить интересную информацию о направлении и скорости дрейфа атомов, а также о заселении рабочих уровней неона в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Использованный метод может быть пригоден и при исследовании дрейфовых процессов атомов в других средах, например в ксеноне.

В заключение считаем приятным долгом выразить благодарность В. Н. Фаворину за внимание и помощь в работе.

Литература

- [1] В. И. Виноградов, А. В. Елецкий. Опт. и спектр., 30, 830, 1971.
- [2] В. И. Виноградов. Опт. и спектр., 35, 614, 1973.
- [3] Б. М. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. Атомиздат, М., 1960.
- [4] A. N. Chester. Phys. Rev., 169, 172, 1968.
- [5] L. Fromhold, M. A. Biondi. Phys. Rev., 185, 244, 1969.

Поступило в Редакцию 16 апреля 1973 г.