КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.186.2 : 546.292

СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМА НЕОНА ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

А. А. Митюрева и *Н. П. Пенкин*

Возбуждение метастабильных состояний атомов и ионов электронным ударом гораздо менее изучено по сравнению с излучающими состояниями, что связано с экспериментальными трудностями измерения концентраций метастабильных частиц. В [1] показано, что перспективным методом исследования метастабилей является оптический метод поглощения. Мы использовали его для определения сечений и функций возбуждения метастабильных $^3P_2$ и $^3P_0$ уровней атома неона. Измерения проводились на установке с электронным пучком (ток пучка $i < 500$ мкА), возбуждающим атомы в метастабильные состояния в кювете с неоном при давлении его $P=(1-6)\cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Конструкция трубки возбуждения и электронной пушки подобны использованным нами ранее и описанным, например, в [2, 3]. Поглощение регистрировалось по относительному ослаблению светового потока от лампы с полым катодом в трубке возбуждения. Оно измерялось на линиях 6402 и 6266 Å с наибольшими силами осцилляторов [4], оканчивающихся соответственно на $^3P_2$- и $^3P_0$-уровнях.

В условиях малых давлений и электронных токов уравнение баланса для метастабильного уровня m в стационарном режиме имеет вид

$$N_0 n_e v Q_{0m}(v) + \sum_{l=m+1}^{\infty} N_l A_{lm} = \frac{1}{\tau} N_m, \tag{1}$$

где $Q_{0m}(v)$ — искомое сечение уровня m, зависящее от скорости электронов v; N_0, N_m, n_e — концентрации нормальных и метастабильных атомов и электронов в пучке соответственно; τ — время жизни метастабилей, обусловленное всеми процессами их разрушения при данных условиях эксперимента. Второе слагаемое в (1) описывает каскадное заселение уровня m с вышележащих уровней l. Отсутствие других процессов, вторичных по отношению к изучаемому, контролировалось сохранением линейных зависимостей величины поглощения от i и N_0.

Время жизни метастабильного уровня мы измерили в отдельном эксперименте в тех же условиях и в той же трубке возбуждения методом сдвига фазы [5], и оно для наибольших из рабочей области давлений $P=(4-6)\cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. для обоих метастабильных уровней составило $\tau=4.5\cdot 10^{-5}$ с. Концентрацию метастабилей, как указано выше, находили из относительного поглощения, а остальные величины, входящие в (1), способами, описанными в [2, 3].

Из уравнения (1) и из соотношения между концентрацией и относительным поглощением A [6] имеем выражение для сечения через измеряемые величины

$$Q_{0m}(v) = \left[A \frac{mc\Delta\nu_D}{e^2 \sqrt{2\pi \ln 2}\, fL} \frac{1}{\tau} - \sum_{l=m+1}^{\infty} N_l A_{lm} \right] \frac{1}{N_0 n_e v}. \tag{2}$$

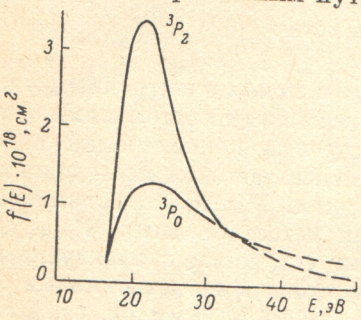
РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Необходимость проведения эксперимента в условиях малых давлений и электронных токов создает трудности в определении величин A, так как последние оказываются весьма малыми, а именно, составляют доли процента. Для повышения надежности и точности определения таких величин поглощения проводились многократные измерения. Каждая точка на кривых функций возбуждения $f(v) = Q_{0m}(v)/Q_{0m\,max}$ есть результат усреднения 20—30 данных, полученных в разных опытах при варьировании условий эксперимента, а эти данные в свою очередь являются результатом N-кратного измерения величины A в каждой серии; N в среднем составляет 50—60 измерений.

В результате для величин сечений в максимумах $f(v)$ мы получили следующие результаты: $Q^3P_2=3.4\cdot10^{18}$ см^2, $Q^3P_2=1.3\cdot10^{-18}$ см^2.

Зависимости сечений от энергии электронов были исследованы наиболее подробно в области максимума кривых от порога возбуждения до ~30 эВ. При больших энергиях электронов на кривых наблюдался подъем, который связан с каскадным заселением метастабилей из $2p^53p$-уровней. Учет каскада производился расчетным путем по исследованным нами сечениям возбуждения вышележащих уровней и известным вероятностям переходов для них [4]. Исправленные на каскады функции возбуждения метастабильных $^3P_2$- и $^3P_0$-уровней представлены на рисунке.

Данные по функциям возбуждения метастабилей неона имеются в работах Милатца



Функции возбуждения метастабильных уровней $^3P_2$ и $^3P_0$ атома неона.

и Орнштейна [7] и Дорреештейна [8], выполненных еще в 30—40-е годы. Дорреештейном [8] была измерена лишь суммарная $f(v)$ для обоих $^3P_2$- и $^3P_0$-уровней методом вырывания вторичных электронов. Им получена кривая с широким максимумом при 30 эВ. Она отражает совокупность процессов прямого возбуждения и каскадного заселения, причем последние использованный метод учесть не позволяет. Отметим, что в более поздней работе [9], выполненной также методом вырывания вторичных электронов для припороговой области энергий до 24 эВ основной максимум, так же как в нашей работе и в [7], расположен при 20—22 эВ.

Интересно сопоставить наши результаты с функцией возбуждения $^3P_2$-уровня, измеренной Милатцем и Орнштейном методом поглощения. Сопоставление показывает, что вид кривых схож, но в [7] завышены значения $f(v)$ при больших энергиях электронов, что обусловлено каскадными переходами. Кроме того, в [7] измерения проводились при слишком высоких токах электронов (2А), при которых, как показывают наши оценки, возможно появление вторичных процессов, искажающих вид $f(v)$.

Абсолютные значения в [7-9] не измерялись. Наш результат по абсолютным сечениям Q_{0m} согласуется с данными Майер—Лейбница [10]: $Q=6.7\times10^{-18}$ см^2 для припороговой области энергии электронов, полученными методом диффузии рассеянных электронов в 1935 г.

В тезисах двух докладов [11, 12] XII Международной конференции по физике электронно-атомных столкновений приведены данные по возбуждению метастабильных состояний неона, полученные методами время-пролетной техники для суммы метастабильных уровней [11] и лазерной флуоресценции [12]. Результаты [11, 12] хорошо согласуются с нашими данными. Отметим, что в [12] также отмечается большой вклад каскадных процессов в заселении $^3P_2$- и $^3P_0$-уровней неона.

В заключение благодарим В. Орлова за помощь в проведении эксперимента.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Литература

[1] Н. П. Пенкин, А. А. Митюрева. В. сб.: Тр. V ВШФЭАС, ч. II, 84, Тбилиси, 1982.
[2] Н. П. Пенкин, А. А. Митюрева, Е. Р. Жежерина. Опт. и спектр., *29*, 637, 1970.
[3] А. А Митюрева, Н. П. Пенкин. Вестн. ЛГУ, № 4, 110, 1981.
[4] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon. Atomik Transition Probabilities. NBS, Washington, 1966.
[5] В. В. Смирнов, А. А. Митюрева. Опт. и спектр.
[6] Спектроскопия газоразрядной плазмы. Под ред. С. Э. Фриша, 35. Наука, 1970.
[7] J. M. W. Milatz, L. S. Ornstein. Physica, *2*, 355, 1935.
[8] R. Dorrestein. Physica, *9*, 433, 1942.
[9] J. Olmsted, A. S. Newton K. Street. J. Chem. Phys., *42*, 2321, 1965.
[10] H. Maier-Leibniz. Zs. f. Phys., *95*, 499, 1935.
[11] P. J. O. Teubner, J. L. Riley, M. C. Tonkin, J. E. Furst, S. J. Buckman. In: XII ICPEAC, v. 1, 153, Ocridge, 1981.
[12] M. H. Phillips, R. E. Miers, L. W. Anderson, C. C. Lin. In: XII ICPEAC, v. 1 160, Ocridge, 1981.

Поступило в Редакцию 17 августа 1982 г.

УДК 535 : 539.238

О ПРИМЕНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ АДСОРБЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

А. А. Тищенко и *А. К. Никитин*

В настоящей работе для изучения адсорбционных процессов на металлических поверхностях был использован метод резонансного возбуждения ТМ-поляризованной электромагнитной волной поверхностных плазменных волн (ППВ) на границе раздела металл—диэлектрик [1]. В статье приведены результаты исследований адсорбции аргона, монооксида углерода и кислорода на серебряной пленке методом ППВ на длине волны возбуждающего излучения $\lambda=632.8$ нм.

Дисперсионное уравнение ППВ для случая тонких адсорбционных слоев ($|k_{2z}d_2| \ll 1$) и металлов с диэлектрической проницаемостью $\dot{\varepsilon}_1=\varepsilon_1'+j\varepsilon_1''$, удовлетворяющей условию $\varepsilon_1'' \ll |\varepsilon_1'|$, при наличии на металлической пленке слоя адсорбата толщиной d_2 (см. рисунок) приведено в работе [2]. Используя это дисперсионное уравнение, можно, задавая толщину слоя адсорбата d_2, вычислять его эффективную диэлектрическую проницаемость $\dot{\varepsilon}_2$, и наоборот. Проведенные вычисления для монооксида углерода с $\dot{\varepsilon}_2=6.0+j\,3.3$ показали, что для $d_2=0.5$ нм изменение значения волнового вектора ППВ составляет величину $\Delta\dot{k}_x=2\cdot10^{-2}+j\,3\cdot10^{-3}$. Поскольку выполняются соотношения [3]

$$\mathrm{Re}\,(\dot{k}_x)=\frac{\omega}{C}n_3\sin\theta_0,$$

$$\mathrm{Im}\,(\dot{k}_x)=\frac{\omega}{C}n_3\cos\theta_0\cdot\Delta\theta_{0.5},$$

где n_3 — показатель преломления призмы, θ_0 — резонансный угол возбуждения ППВ, а экспериментально измеряемый угол выхода излучения из призмы α связан с углом падения излучения на основание призмы θ соотношением

$$n_3\sin(\theta-\beta)=\sin\alpha,$$

где β — внутренний угол призмы, то действительная часть $\Delta\dot{k}_x$ соответствует изменению резонансного угла возбуждения ППВ $\Delta\theta\simeq0.2$ град, а мнимая — изменению угловой ширины резонансного провала на величину $\Delta\theta_{0.5}\simeq\simeq10^{-2}$ град.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины