

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 232 – 235

5 марта 1971 г.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ
НА ЭЛЕКТРОНАХ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ**

С.Н.Амутов, А.Г.Никитенко, С.Г.Раутиан, Э.Г.Сакрыкин

Исследование, указанное в заглавии, проводилось следующим образом. Излучение одномодового гелий-неонового ОКГ, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, поглощалось в газоразрядной трубке с неоном (сплошная стрелка на рис. 1) и создавало "пик Беннетта" в распределении по скоростям v для атомов $\text{Ne}(3s_2)$ (т. е. находящихся на уровне $3s_2$). При столкновениях $\text{Ne}(3s_2)$ с электронами плазмы образуются атомы $\text{Ne}(i)$ на уровнях i (пунктирная стрелка на рис. 1) и с другим распределением по v . Модуляция лазерного света делает переменной эту часть атомов на i и облегчает ее измерение по эмиссии на переходах $i \rightarrow i$ (волнистая стрелка, рис. 1). Контур линии¹⁾

¹⁾ Наш опыт аналогичен таковому в [1]. Однако, в [1] измерялась интегральная интенсивность линии, а у нас – ее контур.

модулированного излучения на $j \rightarrow i$ дается выражением (наблюдение коллинеарно с лазерным пучком):

$$I(\omega) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_{ii}/\pi}{\Gamma_{ii}^2 + (\omega - \omega_{ii} - k_{ii}v)^2} q(v) dv, \quad (1)$$

$$q(v) = \int_{-\infty}^{\infty} A(v', v) W_B(v') dv'; \quad W_B(v) = \frac{(\Gamma_{mn}/\pi) e^{-v^2/\bar{v}^2}}{\Gamma_{mn}^2 + (\omega_0 - \omega_{mn} - k_{mn}v)^2} \quad (2)$$

$W_B(v)$ описывает "пик Беннетта"; $A(v', v)$ – вероятность перехода $3s_2 \rightarrow i$ с изменением скорости $v' \rightarrow v$ при столкновениях с электроном; $q(v)$ – часть $N(i)$, созданная полем лазера и неупругим рассеянием атомов на электронах. Если ширина ядра $A(v', v)$ значительно больше, чем Γ_{mn}/k_{mn} , Γ_{ii}/k_{ii} , т.с. $I(\omega)$ копирует $A(v', v)$ (с пересчетом v на допплеровские сдвиги).

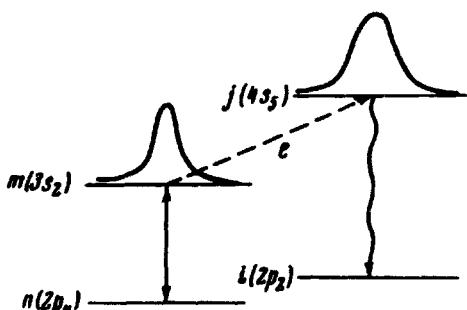


Рис. 1. Схема уровней и переходов. Горизонтальные линии означают уровни; кривые на них изображают добавки $W(v)$, $q(v)$ к распределению по скоростям, вызванные поглощением лазерного поля

Приведем конечные формулы для $A(v', v)$ в приближении Борна – Бете [2] и при максвелловском распределении электронов по скоростям:

$$A(v', v) = \frac{1}{\alpha \bar{v}} [1 - \Phi(y)]; \quad y = \frac{|v - v'|}{\alpha \bar{v}}; \quad \alpha \bar{v} = 2 \frac{m_e}{m_a} \bar{v}_e, \quad (3)$$

$$A(v', v) = \frac{2}{\epsilon d \bar{v}} \left\{ e^{-\epsilon} \left[1 - \Phi \left(\frac{\epsilon}{4y} - y \right) \right] - \left[1 - \Phi \left(\frac{\epsilon}{4y} + y \right) \right] \right\} \quad (4)$$

$$\bar{v} = \sqrt{2 k_B T / m_a}; \quad \bar{v}_e = \sqrt{2 k_B T_e / m_e}; \quad \epsilon = (E_i - E_{3s_2}) / k_B T_e.$$

Формулы (3) и (4) отвечают оптически запрещенным и разрешенным переходам $3s_2 \rightarrow i$; $\Phi(z)$ – интеграл вероятности; m_e , m_a – массы электронов и атомов. При выводе (3), (4) предполагалось $\epsilon \ll 1$.

Ширина σ ядра (3) на полувысоте дается формулой

$$\sigma = 0,954 \alpha \bar{v} = 1,908 \frac{m_e}{m_a} \bar{v}_e, \quad (5)$$

которая имеет простую интерпретацию: атому передается импульс $m_a \sigma$ примерно равный удвоенному импульсу $m_e \bar{v}_e$ "среднетеплового" электрона. Ширина ядра (4) равна

$$\sigma = 1,043 \epsilon a \bar{v} = 2,086 \frac{m_e}{m_a} \bar{v}_e = 1,043 \frac{4(E_i - E_{3s_2})}{m_a \bar{v}_e} , \quad (6)$$

т. е. примерно на фактор $\epsilon \ll 1$ меньше, чем в (5). Интерпретация (6)

иная: приобретаемый атомом импульс $m_a \sigma \approx \epsilon 2 m_e v_e = \frac{4(E_i - E_{3s_2})}{\bar{v}_e}$

определяется энергией, передаваемой на внутренние степени свободы.

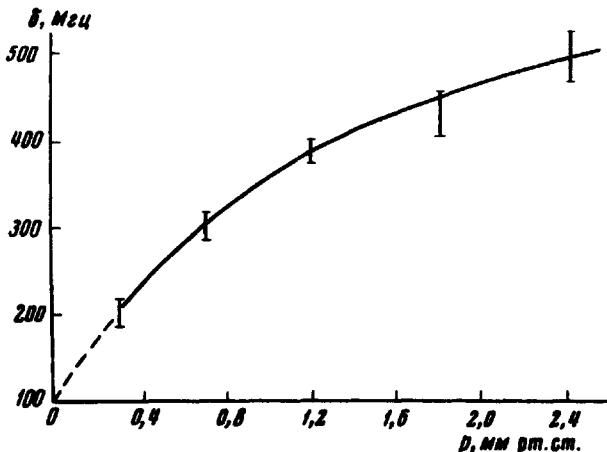


Рис. 2. График зависимости полуширины линии δ от давления p . Пунктир — экстраполяция к $p = 0$

Благодаря большой величине \bar{v}_e , ширина ядра может составить заметную долю от v ($\bar{v}_e \sim 10^8 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$; $a \sim 0,1$).

Из (1) легко получить следующую оценку полуширины линии

$$\delta \approx \Gamma_{II} + k_{II} \left[\frac{1}{2} \sigma + \frac{\Gamma_{mn}}{k_{mn}} \right] . \quad (7)$$

Мы исследовали (интерферометром Фабри — Перо, толщина 75 мм, реальное разрешение 80 $M\mu$) контур линии 5589,3 Å, $4s_1 - 2p_2$, при различных давлениях неона p . Измеренные значения полуширины показаны на рис. 2. Экстраполяция к нулевому давлению²⁾ дает

$$\delta = 100 \pm 20 M\mu = (0,63 \pm 0,15) \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1} . \quad (8)$$

¹⁾ Причина нелинейной зависимости δ от p не вполне ясна. Быть может, частично это связано с изменением скорости атомов при столкновениях с $\text{Ne}(1p)$, а также с конечностью отношения $\delta / (k_{II} \bar{v})$. Эти предположения требуют детальной проверки. Сейчас кривая рис. 2 рассматривается только как средство экстраполяции к $p = 0$.

Сопоставим (7) и (8). Используя данные для радиационных ширин $\Gamma_{k\ell} = (\Gamma_k + \Gamma_\ell)/2$ [3, 4] находим

$$\Gamma_{4s_5} + k_{ji}\sigma = 160 \pm 40 \text{ МэВ} = (1,01 \pm 0,25) \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}. \quad (9)$$

Величина Γ_{4s_5} неизвестна, однако переход из $4s_5$ в основное состояние запрещен, и Γ_{4s_5} никак не может быть порядка 10^9 сек^{-1} . Поэтому мы считаем, что аномально большая величина δ обусловлена рассеянием атома на электроне, т. е. членом $k_{ji}\sigma$. Переход $3s_2 \rightarrow 4s_5$ запрещен и можно воспользоваться формулой (5). Для $T_e = 10^5 \text{ К}$ (единственный, плохо определяемый параметр в (5), есть $\sqrt{T_e}$) имеем $k_{ji}\sigma = 148 \text{ МэВ}$, что хорошо согласуется с (9).

Насколько нам известно, приведенные результаты являются пока единственными непосредственными данными о дифференциальном сечении неупругого рассеяния возбужденных атомов. Все существовавшие ранее данные относятся к основному состоянию, и с точки зрения теории столкновений возможности предлагаемого метода уникальны. Полученные данные интересны также для теории допплеровского уширения спектральных линий и анализа ряда нелинейных явлений в газах [5 – 7].

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
19 января 1971 г.

Литература

- [1] А.С.Хайкин. Труды ФИАН, 51, 90, 1970.
- [2] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
- [3] W.R.Bennett, Jr., P.I.Kindlmann. Phys. Rev., 149, 38, 1966.
- [4] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, С.Г.Раутиан, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
- [5] С.Г.Раутиан, И.И.Собельман. УФН, 90, 209, 1966.
- [6] С.Г.Раутиан. ЖЭТФ, 51, 1176, 1966.
- [7] А.П.Кольченко, С.Г.Раутиан. Доклад на Всесоюзном симпозиуме по физическим вопросам газовых квантовых генераторов., Новосибирск, 29 июня – 3 июля, 1969 г.