Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1965

УДИ 539.184

ФАН ВАН ТХИК

# КОНЦЕНТРАЦИЯ АТОМОВ Ne НА УРОВНЯХ 2p ПРИ НАЛИЧИИ He

Изложен способ сопоставления концентрации атомов Ne на уровнях $2p$ с учетом явления самопоглощения. Произведено сопоставление концентрации атомов Ne на 7 уровнях $2p$ при наличии He и в случае чистого неона.

Как известно, для получения отрицательного поглощения важна заселенность не только верхних уровней, но и нижних. При наличии He заселенность уровня $3S_2$ неона увеличивается. Была получена когерентная генерация на переходе $3S_2$—$2p_4$ с $\lambda=6328$ Å. Поскольку с $3S_2$ уровня возможны и другие переходы на $2p$ уровни, то сопоставление концентрации на уровнях $2p$ представляет существенный интерес. Оно дает возможность выбрать подходящие переходы среди переходов $3S_2$—$2p$ и найти наилучшие условия для работы. В настоящей работе сделана попытка решить этот вопрос.

Рассмотрим общий случай. Пусть $N_2$ и $N_3$ — концентрации атомов на уровнях 2 и 3 и нужно сопоставить эти концентрации между собой.

Переходы $3\to1$, $2\to1$ соответствуют излучениям с длинами волн $\lambda_{31}$ и $\lambda_{21}$. Интенсивность линии $J_{31}$ и $J_{21}$ с учетом явления самопоглощения можно представить следующим образом:

$$J_{31}=N_3 h\nu_{31}A_{31}S_{31}l\frac{\Delta\nu_0\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}}, \tag{1}$$

$$J_{21}=N_2 h\nu_{21}A_{21}S_{21}l\frac{\Delta\nu_0\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}}, \tag{2}$$

где $A_{31}$, $A_{21}$ — вероятность перехода $3\to1$ и $2\to1$, $l$ — длина светящегося столба источника, $\Delta\vartheta_0$ — ширина линии, $S_{31}$, $S_{21}$ — функция Ладенбурга и Леви, которая имеет вид

$$S=1-\frac{xl}{2!\sqrt{2}}+\frac{(xl)^2}{3!\sqrt{3}}-\frac{(xl)^3}{4!\sqrt{4}}+\dots, \tag{3}$$

$x$ — коэффициент поглощения в середине линии, равный

$$x=\frac{2}{\Delta\nu_0}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\,\frac{\pi e^2}{m_0 c}fN. \tag{4}$$

Формулы (1) и (2) справедливы для случая, когда светящийся столб источника однороден и линия поглощения имеет допплеровский контур. Эти требования как раз удовлетворяются в случае разряда в гелий-неоновой смеси при давлениях $p \sim 1$ *мм рт. ст.* и при плотностях тока порядка 50 *ма/см²*.

Как известно, С. Э. Фриш и И. П. Богданова [1] для измерения произведения $Nf$ паров цезия определяли интенсивности линий по формуле (1). Их результаты хорошо совпадают с результатами других авторов. Это свидетельствует о том, что применение формулы (1) не вызывает сомнений.

Считая, что ширина линии $\Delta\vartheta_0$ для $J_{31}$ и $J_{21}$ имеет одинаковое значение, из (1) и (2) можно написать

$$\frac{J_{31}}{J_{21}} = \frac{N_3}{N_2}\,\frac{\nu_{31}}{\nu_{21}}\,\frac{A_{31}}{A_{21}}\,\frac{S_{31}}{S_{21}}, \tag{5}$$

или в другом виде

$$\frac{J_{31}}{J_{21}} = \frac{N_3}{N_2}\,\frac{\lambda_{21}^3}{\lambda_{31}^3}\,\frac{g_2}{g_1}\,\frac{f_{31}}{f_{21}}\,\frac{S_{31}}{S_{21}}, \tag{6}$$

где $g_2$, $g_3$ — статистические веса, соответственно 2-го и 3-го уровней, $f_{31}$, $f_{21}$ — силы осциллятора для переходов $3 \to 1$ и $2 \to 1$.

Значения $f_{31}$, $f_{21}$, $g_2$, $g_3$, $\lambda_{21}$, $\lambda_{31}$ в (6) являются известными. Отношение интенсивностей $\frac{J_{31}}{J_{21}}$ определяется опытом.

Поскольку не известно $\frac{S_{31}}{S_{21}}$, невозможно определить $\frac{N_3}{N_2}$, но легко ограничить $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ в каком-то интервале и получить полезные сведения об отношении $\frac{N_3}{N_2}$.

Чтобы ограничить $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ в каком-либо интервале, прежде всего надо исследовать, как изменяется отношение $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ в зависимости от $xl$. Из формулы (4) имеем

$$\frac{x_{21}}{x_{31}} = \frac{f_{21}}{f_{31}}. \tag{7}$$

Пусть $f_{21} > f_{31}$, тогда $x_{21} > x_{31}$. Поскольку функция $S$ монотонно убывает с увеличением $xl$, то $\frac{S_{31}}{S_{21}} > 1$.

С другой стороны, производная $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ от $x$ всегда положительна, поэтому отношение $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ возрастает с увеличением $xl$.

Таким образом, если известно максимальное значение $xl$, то можно определить максимум значения $\frac{S_{31}}{S_{21}}$ по таблице значений $S$ от $x$, данной Ланденбургом и Леви [2]. Обозначим этот максимум через $a$, тогда

$$1 < \frac{S_{31}}{S_{21}} < a. \tag{8}$$

Из (6) имеем

$$\frac{N_2}{N_3}=\frac{J_{21}}{J_{31}}\frac{\lambda_{21}^3}{\lambda_{31}^3}\frac{g_2}{g_3}\frac{f_{31}}{f_{21}}\frac{S_{31}}{S_{21}}.$$

Если допустим, что $\frac{N_2}{N_3}>1$, то

$$\frac{J_{21}}{J_{31}}\frac{\lambda_{21}^3}{\lambda_{31}^3}\frac{g_2}{g_3}\frac{f_{31}}{f_{21}}\frac{S_{31}}{S_{21}}>1. \tag{9}$$

Отметим, что $\frac{S_{31}}{S_{21}}>1$, поэтому неравенство (9) выполняется, если

$$\frac{J_{21}}{J_{31}}\frac{\lambda_{21}^2}{\lambda_{31}^3}\frac{g_2}{g_3}\frac{f_{31}}{f_{21}}\geqslant 1.$$

Отсюда

$$\frac{J_{21}}{J_{31}}\geqslant\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^3}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}}. \tag{10}$$

Ввиду того что $\frac{S_{31}}{S_{21}}<a$, неравенство (9) никогда не выполняется, если

$$\frac{J_{21}}{J_{31}}\leqslant\frac{1}{a}\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^3}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}}. \tag{11}$$

Таким образом получим два условия:

$$N_2>N_3,\ \text{когда}\ \frac{J_{21}}{J_{31}}\geqslant\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^3}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}},$$

и

$$N_2<N_3,\ \text{когда}\ \frac{J_{21}}{J_{31}}\leqslant\frac{1}{a}\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^3}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}}.$$

Следует отметить, что когда

$$\frac{1}{a}\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^2}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}}<\frac{J_{21}}{J_{31}}<\frac{\lambda_{31}^3}{\lambda_{21}^3}\frac{g_3}{g_2}\frac{f_{21}}{f_{31}},$$

нельзя определить: — $N_2$ больше или меньше $N_3$. Но поскольку со 2-го и 3-го уровней существуют различные переходы на нижние уровни, то можно получить еще другие условия.

В нашем случае было произведено сопоставление концентраций неона на 7 уровнях $2p$ в случае чистого неона и в случае смеси гелий—неон с отношениями 1 : 1, 2 : 1 и 10 : 1. Все измерения относительных интенсивностей осуществлялись при давлениях $p\sim1$ *мм рт. ст.* и плотностях порядка 50 *ма/см*$^2$.

Максимальное значение $xl$ определяется по формуле (4), где $f=0{,}7$, $l=100$, а концентрация неона на уровнях $1S$ равна $N=10^{10}$ *см*$^{-3}$, т. е. на два порядка меньше, чем значение, полученное Пенкиным [3]. Такой выбор $N$ сделан потому, что в нашей трубке остается водород (разрушающий метастабильные уровни) и мы работали с малым током. При этом значение $xl$ не должно быть больше 10.

В случае чистого неона получаем

$$N_{2p_3} < N_{2p_7} < N_{2p_2} \begin{matrix} \nearrow N_{2p_5} \\ \searrow N_{2p_8} \end{matrix} < N_{2p_6} < N_{2p_4}.$$

В случае смеси гелий—неон с отношением 1 : 1:

$$N_{2p_3} < N_{2p_7} \begin{matrix} \nearrow N_{2p_5} \\ \searrow N_{2p_8} \end{matrix} < N_{2p_6} \begin{matrix} \nearrow N_{2p_4} \\ \searrow N_{2p_2} \end{matrix}.$$

В случае той же смеси с отношением 2 : 1:

$$N_{2p_3} < N_{2p_7} < N_{2p_8} \begin{matrix} \nearrow N_{2p_5} \\ \searrow N_{2p_6} \end{matrix} < N_{2p_2} < N_{2p_4}$$

и наконец при отношении 10 : 1:

$$N_{2p_3} < N_{2p_7} < N_{2p_8} < N_{2p_5} < N_{2p_6} < N_{2p_2} < N_{2p_4}.$$

Эти результаты показывают:

1. Концентрация атомов неона $N_{2p_2}$ на уровне $2p_2$ увеличивается при наличии гелия. Это можно объяснить двумя причинами. Первая заключается в том, что концентрация метастабильных атомов неона на уровнях $1S_5$ и $1S_3$ увеличивается. Как указывается в [4], возбуждение уровней $2p$ происходит не только прямым путем из нормального состояния, но и ступенчатым через метастабильные состояния. Уровень $2p$ имеет возможные переходы на уровни $1S_5$ и $1S_3$. Это, по-видимому, вызывает увеличение концентрации на этом уровне. Вторая причина состоит в том, что существуют переходы с верхних уровней на $2p_2$ уровень. Убедительным свидетельством этого является то, что линия, соответствующая переходу $3S_2$—$2p_2$ с $=6401$ Å, в чистом неоне почти не обнаружена, а при наличии гелия она становится очень сильной.

2. Переход $3S_2$—$2p_4$ с $\lambda=6328$ Å не соответствует наименьшей концентрации на нижнем уровне. На первый взгляд это кажется странным, но достаточно ознакомиться с выражением для коэффициента усиления, чтобы убедиться, что это так. Действительно, как известно [5], классическое выражение для относительного усиления интенсивности в центре допплеровской уширенной линии есть:

$$g_0 = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \frac{g_2 A_{21}}{\Delta\nu_0} \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right),$$

где $N_2$ и $N_1$ — концентрации верхнего и нижнего уровня соответственно, $g_2$ и $g_1$ — их статистические веса, $\lambda_0$ — длина волны в центре усиливающего перехода, $A_{21}$ — вероятность перехода для этого перехода.

Как видим, коэффициент усиления зависит и от вероятности перехода с верхнего уровня на нижний. По-видимому, вероятность перехода $3S_2$—$2p_4$ с $\lambda=6328$ Å имеет наибольшее значение среди переходов $3S_2$—$2p$.

В заключение автор выражает благодарность профессору Ф. А. Королеву за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С. Э., Богданова И. П. Сб. памяти С. И. Вавилова. Изд-во АН СССР, 1952, стр. 220.
2. Ladenburg R. and Levy S. Zs. f. Phys., 65, 189, 1930.
3. Пенкин Н. П. «Оптика и спектроскопия», 2, вып. 5, 1957.
4. Богданова И. П., Чен Ги Тхек. «Оптика и спектроскопия», 2, вып. 6, 1957.
5. Appl. Optico (USA). Suppl., 1, 1962.

Поступила в редакцию
20. 11 1963 г.

Кафедра
оптики