

эталоны в данном случае обусловлена тем, что степень поляризации люминесценции $S_2 \rightarrow S_0$ у обоих металлопорфиринов должна быть одной и той же независимо от длины волны возбуждения (1/7) вследствие вырожденного характера состояния S_2 (симметрия D_{4h}) [9].

Для проверки методики люминесценции Zn-ЭП была нами также измерена в экспериментах при двухступенчатом лазерном возбуждении. Для этого использовались импульсы второй (для заселения состояния S_1) и первой гармоник (для заселения S_2) неодимового лазера ЛТИПЧ-6 с плотностями $\sim 2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ и $\sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Излучение регистрировалось через двойной монохроматор ДМР-4 на ФЭУ-39 и далее на осциллографе С8-13.

В этих предварительных экспериментах зафиксирована вторая полоса люминесценции с максимумом у $\sim 430 \text{ нм}$, которая практически совпадает с измеренной нашим методом (рис. 2, кривая 3), в то время как первая была сильно искажена из-за реабсорбции.

Поскольку в предлагаемой нами схеме регистрации с модуляцией поляризации возбуждающего света обычная люминесценция $S_1 \rightarrow S_0$, например, принадлежащая примеси, не должна регистрироваться, представляет интерес продемонстрировать эту особенность метода путем добавления люминесцирующих добавок.

На рис. 2 (кривая 5) представлен спектр люминесценции Zn-ТБП, зарегистрированный обычным способом (по постоянному току). На рис. 2 (кривая 6) изображен спектр того же раствора, но с добавкой $\sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ М}$ РОРОРа. Как видно из сопоставления спектров, вклад люминесценции РОРОРа при данной концентрации и данных условиях возбуждения приблизительно равен вкладу люминесценции Zn-ТБП, в результате чего вид спектра при добавлении РОРОРа существенно меняется. В то же время при использовании регистрации с модуляцией поляризации возбуждающего света спектры люминесценции образцов без добавки и с добавкой мало отличаются друг от друга (сравните кривые 7 и 8 на рис. 2). Наличие значительной деполаризованной составляющей люминесценции проявляется в некотором увеличении уровня шумов.

Литература

- [1] М. Д. Галанин, З. А. Чижикова. Изв. АН СССР, сер. физич., 36, 941, 1972.
- [2] T. Gregory, F. Hirayama, S. Lipsky. J. Chem. Phys., 58, 4696, 1973.
- [3] L. Vajeta, M. Gouterman. J. Molec. Spectr., 39, 421, 1971.
- [4] И. Е. Залесский, В. Н. Котло, А. Н. Севченко, К. Н. Соловьев, С. Ф. Шкирман. ДАН СССР, 210, 312, 1973.
- [5] И. Е. Залесский, В. Н. Котло, А. Н. Севченко, К. Н. Соловьев, С. Ф. Шкирман. ДАН СССР, 218, 324, 1974.
- [6] В. Н. Котло, К. Н. Соловьев, С. Ф. Шкирман. Изв. АН СССР, сер. физич., 39, 1972, 1975.
- [7] М. Д. Галанин, З. А. Чижикова. Краткие сообщ. по физике, № 4, 35, 1971.
- [8] С. Паркер. Фотолюминесценция растворов, гл. 3. «Мир», М., 1972.
- [9] Г. П. Гуринович, А. Н. Севченко, К. Н. Соловьев. Спектроскопия хлорофилла и родственных соединений. «Наука и техника», Минск, 1968.

Поступило в Редакцию 23 июля 1981 г.

УДК 533.9

НАБЛЮДЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ ПРИ МАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ

С. П. Дмитриев и А. И. Окуневич

Обычно в опытах по оптической ориентации регистрируется изменение при магнитном резонансе ориентации (φ^1) или выстраивания (φ_0^2) парамагнитных атомов. Сигнал L оптического детектирования в общем случае зависит также и от концентрации (φ_0^0) этих атомов. Так, например, если для детектирования используется неполяризованный свет, то

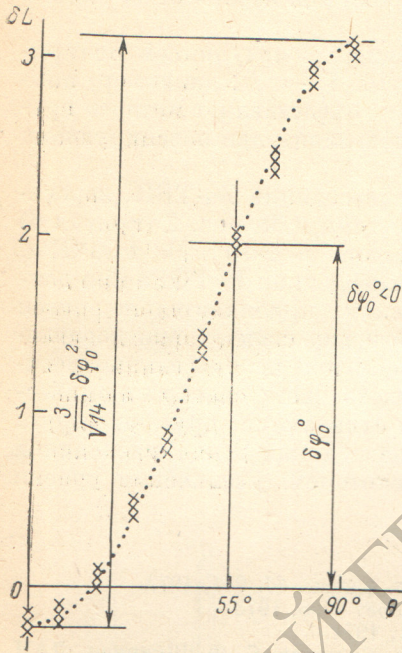
$$L \sim I (A_0 \Phi_0^2 + A_1 \Phi_0^1 + A_2 \Phi_0^0) \quad (1)$$

Здесь I — интенсивность детектирующего света; $\Phi_0^0, \Phi_0^1, \Phi_0^2$ — функции Дьяконова, характеризующие анализатор поляризации, используемый в эксперименте [1].

В большинстве случаев оптическая ориентация осуществляется по замкнутому циклу, т. е. все атомы после поглощения света накачки возвращаются в основное состояние (оптическая накачка щелочных атомов, ртути, кадмия). В этих случаях концентрация φ_0^0 атомов в основном состоянии при магнитном резонансе не изменяется.

При оптической ориентации атомов в плазме цикл оптической накачки не замкнут, так как возможна «утечка» атомов из исходного (обычно метастабильного) состояния, и концентрация атомов при магнитном резонансе может изменяться. На такую возможность было указано в работе [2].

Влияние эффекта утечки из метастабильного 2^3S_1 -состояния атомов He было подтверждено в опытах с He³ [3] путем исключения из света накачки D_1 -линии (переход $2^3S_1 \rightarrow 3P_1$), приводящей к утечке. Эффект утечки в [3] наблюдался по интегральному излучению совокупности видимых линий гелия. В настоящей работе для наблюдения этого эффекта разработана методика непосредственного наблюдения изменения концентрации атомов при разрушении их ориентации.



Зависимость амплитуды резонансного сигнала оптического детектирования от ориентации оси линейного анализатора.

Накачка циркулярно поляризованным светом, $\varphi_0^0 ({}^3P_2) = 1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Утечка за счет спонтанных переходов в гелии из состояния 2^3P_1 в основное состояние 1^1S_0 очень мала, так как вероятность этого перехода в $3 \cdot 10^4$ раза [4] меньше, чем перехода $2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$. Значительно большая утечка (десятки процентов) возникает при оптической ориентации метастабильных 3P_2 атомов тяжелых инертных газов (за счет переходов из $5p^56p$ -состояний в излучательное $5p^56s^3P_1$ -состояние), что должно приводить к существенному уменьшению концентрации метастабилей при разрушении их ориентации. Целью настоящей работы было обнаружение этого эффекта в ксеноновой плазме.

Для выделения вклада концентрации φ_0^0 в сигнал оптического детектирования L использовалась следующая методика. Детектирование осуществлялось неполяризованным светом, распространяющимся в направлении, перпендикулярном оси z , вдоль которой распространялся свет накачки (постоянное магнитное поле H_0 также было направлено вдоль оси z). Свет, прошедший через поглощающую ячейку, проходил через линейный анализатор и поступал на фотоприемник. Оптическая ось анализатора была направлена под углом θ к оси z . В этом случае выражение (1) для сигналов оптического детектирования принимает вид

$$L \sim I \left[-\frac{1}{\sqrt{3}} A_0 \varphi_0^0 - \frac{1 - 3 \cos^2 \theta}{\sqrt{30}} A_2 \varphi_0^2 \right] \quad (2)$$

Выражение (2) содержит два слагаемых, одно из которых, пропорциональное φ_0^0 , от угла θ не зависит, а второе, пропорциональное φ_0^2 , зависит от угла θ , причем при $\theta \simeq 55^\circ$ оно обращается в нуль. Это позволяет по зависимости

оптического сигнала магнитного резонанса от угла θ выделить изменение концентрации $\delta\varphi_0^0$ атомов при резонансе.

В эксперименте осуществлялась оптическая ориентация 3P_2 атомов ^{134}Xe в плазме высокочастотного (34 МГц) газового разряда при давлении $\sim 10^{-3}$ тор. Для детектирования использовалась линия 8819 Å (переход $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$). На рисунке изображена зависимость сигнала δL магнитного резонанса от угла θ , наблюдавшаяся в эксперименте ($\delta L = L_{\text{рез.}} - L$). Полученная зависимость находится в качественном согласии с выражением (2). При угле $\sim 55^\circ$ кривая на рисунке не обращается в нуль, что свидетельствует о том, что при магнитном резонансе действительно происходит изменение концентрации φ_0^0 метастабильных атомов. Положительные значения δL соответствуют увеличению фототока при резонансе. Из выражения (2) и данных рисунка следует, что при магнитном резонансе концентрация φ_0^0 уменьшается. Уменьшение φ_0^0 наблюдалось как при накачке циркулярно поляризованным (ц. п.) светом, так и при накачке неполяризованным (н. п.) светом. Относительное изменение концентрации атомов при резонансе составляло $(\delta\varphi_0^0/\varphi_0^0) = 5 \cdot 10^{-3}$ при ц. п. свете накачки и $(\delta\varphi_0^0/\varphi_0^0) = 1.5 \cdot 10^{-3}$ при н. п. свете накачки (интенсивность н. п. света была в 3 раза больше интенсивности ц. п. света). Абсолютное изменение концентрации 3P_2 атомов Xe при магнитном резонансе составляло соответственно $7.5 \cdot 10^6$ и $2.3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в настоящей работе разработана методика измерения малого изменения концентрации атомов, происходящего при разрушении ориентации этих атомов, и впервые зарегистрирован подобный эффект в ксеноновой плазме.

Влияние атомов на их концентрацию может быть обусловлено не только эффектом «утечки» за счет оптических переходов, как в настоящей работе, но и за счет «утечки» в результате столкновительных процессов. Например, такое влияние может быть обусловлено зависимостью вероятности ионизации или девозбуждения частиц от их взаимной ориентации (пеннинговские столкновения 2^3S_1 метастабилей гелия друг с другом или с атомами щелочного металла [5, 6], сверхупругие или ионизационные столкновения поляризованных электронов с поляризованными атомами [7]). Методика, разработанная в настоящей работе, может найти применение при исследовании таких процессов.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, 1975.
- [2] Р. А. Житников. Усп. физ. наук, 104, 168, 1971.
- [3] Р. А. Житников, Е. В. Блинов, Л. С. Власенко. ЖЭТФ, 64, 98, 1973.
- [4] С. Langhlin. J. Phys. B, 8, L400, 1975.
- [5] Б. Н. Севастьянов, Р. А. Житников. ЖЭТФ, 56, 1908, 1968.
- [6] С. П. Дмитриев, Р. А. Житников, А. И. Окуневич. ЖЭТФ, 70, 69, 1976.
- [7] А. И. Окуневич. ЖЭТФ, 77, 574, 1979.

Поступило в Редакцию 20 июля 1981 г.

УДК 539.186.01

НЕРАВЕНСТВА МЕЖДУ ЭФФЕКТИВНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ УПРУГОГО (СПИН-ОБМЕННОГО) И НЕУПРУГОГО ПРОЦЕССОВ

А. И. Окуневич

Упругие и неупругие столкновения частиц, обладающих внутренними угловыми моментами, характеризуются некоторым набором сечений [1], ответственных за эволюцию матриц плотности исходных частиц и частиц, образующихся в результате столкновения. В настоящей работе показывается, что