

АНОМАЛИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В РАЗРЯДЕ В Ne В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. В. Павлов, В. А. Полищук и М. П. Чайка

Рассматриваются особенности вращения плоскости поляризации плазмой газового разряда в малых магнитных полях (порядка нескольких эрстед). Объяснение связывается с самовыстраиванием возбужденных атомов в разряде.

В настоящее время в литературе известен ряд работ по изучению поляризационных характеристик света, прошедшего через помещенную в магнитное поле плазму газового разряда. В частности, в работах [1, 2] изучался поворот плоскости поляризации излучения газового лазера в магнитном поле. В работе [3] исследовался фарадеевский эффект в усиливающей Ne—Ne среде, расположенной вне резонатора. При этом наименьшее значение магнитного поля, при котором измерены углы поворота плоскости поляризации, составляет несколько десятков эрстед. Полученная зависимость угла поворота от магнитного поля представляет прямую линию, угол наклона которой зависит от коэффициента усиления среды. В работе [3] в области малых полей наблюдался нелинейный характер зависимости угла поворота от магнитного поля, существенно зависящий от плотности светового поля в резонаторе. Аномальный ход зависимости угла поворота от магнитного поля автор связывает с эффектом насыщения. Вращение же плоскости поляризации слабых световых потоков, при которых эффектов насыщения нет в малых полях порядка нескольких эрстед, ранее не исследовалось.

Нами изучалось вращение плоскости поляризации лазерного излучения разрядом постоянного тока в Ne на переходах $3s_2-2P_4$ ($\lambda=0.63$ мкм) и $2s_2-2p_4$ ($\lambda=1.15$ мкм). Экспериментальная установка представлена на рис. 1. В установке использовался одночастотный перестраиваемый лазер на длине волны 0.63 мкм. Одночастотный режим создавался с помощью элемента Троицкого [4]. Лазер перестраивался дискретно через 76 МГц в полосе 1140 МГц. Относительная стабильность составляла $1 \cdot 10^{-9}$. На $\lambda=0.15$ мкм использовался ЛГ-126. Этот лазер работает на трех длинах волн: 0.63, 1.15, 3.39 мкм. С помощью поворотных зеркал 2 излучение заводилось в кювету 6. Для устранения искажения поляризации лазерного излучения на зеркалах на входе в кювету стоял поляроид 5. Кювета представляла собой трубку с внутренним диаметром 4 мм, длиной 60 см, охлаждаемую водой. Кювета присоединена к вакуумной системе, что позволяло менять давление и использовать либо естественную смесь Ne, либо изотопы Ne²⁰, Ne²² в отдельности. Кювета помещалась в аксиальное магнитное поле, создаваемое катушкой. На катушку через усилитель тока подавалось пилообразное напряжение с АИ-128. На выходе кюветы стоял анализатор 5, помещенный в устройство поворота. Свет, прошедший анализатор 5, регистрировался ФЭУ 8. Перед ФЭУ помещался интерференционный фильтр с полосой пропускания 10 Å и коэффициентом пропускания 60% для $\lambda=0.63$ мкм и полосой

пропускания $100 \text{ \AA}$ для $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$. Измерения проводились с использованием системы накопления, разработанной Котликовым [5]. Сигнал с ФЭУ усиливался усилителем 9. Напряжение с усилителя поступало на преобразователь напряжения в частоту 10. Импульсы преобразователя через блок управления 11 поступали на анализатор импульсов АИ-128-2. В памяти АИ в каждом из 128 каналов накапливались импульсы, пропорциональные интенсивности света, прошедшего через поляризатор в зависимости от величины магнитного поля. пилообразное напряжение развертки АИ через блок управления подавалось на усилитель тока 12, питающий соленоид.

В первом варианте кюветы окошки разрядной трубки изготавливались из оптического стекла марки К-8. Однако, как показали измерения, плоскопараллельные стеклянные пластинки сами вносят значительные не поддающиеся строгому учету искажения поляризационных характеристик лазерного излучения. Эти искажения обуславливаются в первую очередь большой разностью давлений внутри и вне разрядной трубки. В стекле

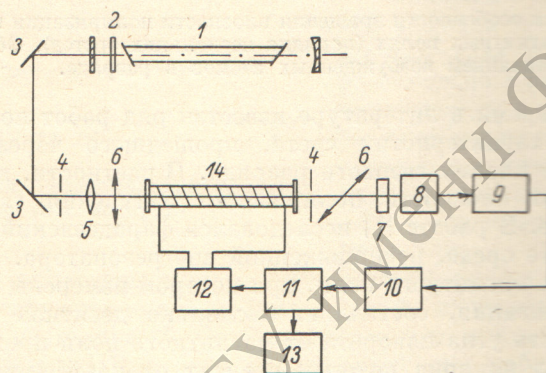


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — лазер, 2 — селектор Троицкого, 3 — поворотные зеркала, 4 — диафрагмы, 5 — линза, 6 — поляризаторы, 7 — интерференционный фильтр, 8 — ФЭУ, 9 — усилитель, 10 — преобразователь $U \rightarrow f$, 11 — блок управления, 12 — усилитель тока, 13 — анализатор импульсов, 14 — кювета с исследуемым разрядом.

под действием этой разности возникают деформации, делающие его материалом анизотропным, вносящим амплитудные и фазовые искажения.

Метод Джонса [6, 7] позволяет довольно просто описать преобразование света системой, состоящей из двух анизотропных окошек и плазмы между ними. Предположим, что на входное окошко кюветы свет падает, пройдя через идеальный линейный поляризатор 5. Пусть окошки в результате деформаций стали преобразовывать свет как фазовые пластинки, острые оси которых (направления наиболее быстрого распространения волны) имеют азимуты φ_1 (у входного) и φ_2 (у выходного). Тогда соответствующие им матрицы Джонса можно написать в виде

$$\hat{M}_{1,2} = \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi_{1,2} - \sin^2 \varphi_{1,2} e^{-i\delta_{1,2}} & \cos \varphi_{1,2} \sin \varphi_{1,2} (1 - e^{-i\delta_{1,2}}) \\ \cos \varphi_{1,2} \sin \varphi_{1,2} (1 - e^{-i\delta_{1,2}}) & \cos^2 \varphi_{1,2} e^{-i\delta_{1,2}} + \sin^2 \varphi_{1,2} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$\delta_{1,2}$ — разности фаз, набегающие в этих пластинках. Разряд в магнитном поле можно описать как пластинку, поглощающую свет и поворачивающую плоскость поляризации

$$\hat{h} = \tau(H) \begin{bmatrix} \cos [\psi(H)] & \sin [\psi(H)] \\ -\sin [\psi(H)] & \cos [\psi(H)] \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Полное преобразование поляризационных характеристик света кюветой 6 (рис. 1), помещенной в магнитном поле, описывается по методу Джонса матрицей

$$\hat{M} = \hat{M}_2 \hat{h} \hat{M}_1. \quad (3)$$

Элементы матрицы $\hat{M}$ можно найти посредством измерений интенсивности при различных положениях поляризатора и анализатора, как это описано, например, в [8]. Однако интерес представляют величины: пропускание и набег фазы $\delta_{1,2}$ в разряде. Для их нахождения надо решить систему уравнений (3). Она состоит из четырех уравнений и содержит шесть неизвестных величин, причем, как показывает анализ, вследствие некоммутативности произведения матриц объединить не интересные для настоящей задачи неизвестные в группы и тем самым уменьшить их число не представляется возможным. Поэтому мы вынуждены были приклеить поляризационные призмы прямо на торцы разрядной трубки и тем самым настолько уменьшить неконтролируемые искажения поляризационных характеристик света, чтобы ими было можно пренебречь. При этом призма-анализатор помещалась на шлиф и ее можно было вращать вокруг оптической оси системы.

Применение техники накопления позволило получить зависимости интенсивности прошедшего через анализатор света от величины магнитного поля. Параметры разряда варьировались в следующих пределах: разрядный ток от 60 до 100 мА, давление от 0.4 до 3 тор. Оптимальное давление, при котором получен наибольший сигнал, составляет 0.7—0.9 тор. Мощность лазерного света изменялась на порядок. Зависимости поведения сигнала от мощности лазерного света замечено не было. На рис. 2 показана одна из полученных в экспериментальных кривых: она получена на изотопе Ne^{20} . При этом лазер генерировал одну моду на центре контура усиления ($\lambda=0.63$ мкм). По оси абсцисс отложена величина магнитного поля, а по оси ординат — интенсивность света в относительных единицах. Аналогичные сигналы были получены на других модах $\lambda=0.63$ мкм, а также на $\lambda=1.15$ мкм.

Форма сигнала довольно сложная. Основными составляющими его элементами являются параболическая подложка и особенность вблизи $H=0$. Параболическая подложка связана с эффектом Фарадея внутри линии. В пределах используемых нами полей зависимость угла поворота от магнитного поля линейна, а так как интенсивность света, прошедшего через скрещенные поляроиды с вращающей средой между ними, пропорциональна квадрату синуса угла поворота, то наблюдается параболическая зависимость интенсивности от величины магнитного поля H . Сдвиг минимума этой параболы относительно точки $H=0$ обусловлен неполной скрещенностью поляризаторов, которая, по нашим оценкам, составляла величину порядка одной минуты. Обнаружение особенностей вращения плоскости поляризации в малых магнитных полях мы связываем с явлением самовыстраивания в газовом разряде.

В работе [9] обнаружена зависимость интегральной интенсивности излучения, а следовательно, и населенности уровней $3s_2$, $2s_2$, $2p_4$ Ne от магнитного поля. В дальнейшем эти зависимости были объяснены образованием выстраивания атомов в газовом разряде и его влиянием на населенности возбужденных состояний [10]. Позднее такие зависимости были наблюдаемы и на ряде других состояний инертных газов.

В работе [11] измерена зависимость поглощения одночастотного лазерного излучения на переходе $3s_2-2p_4$ газовым разрядом и обнаружено, что, кроме плавного изменения поглощения, связанного с расщеплением спектральной линии на зеемановские компоненты, наблюдается дополнительное изменение поглощения вблизи $H=0$. Ширину этой аномалии авторы оценили как 6.3 ± 1 МГц, что хорошо совпадает, согласно более поздним измерениям [12], с шириной уровня $1s_4$. Ступенчатым возбуждением изменение населенности уровня $1s_4$, на котором образуется скрытое выстраивание, передается исследуемому уровню $2p_4$.

Изменение населенности уровня, связанное с разрушением выстраивания, и приводит к наблюдаемым нами зависимостям, изображенным на рис. 2. Действительно, угол поворота плоскости поляризации φ пропорционален вероятности перехода A , множителю Ландэ g , населенности состояния N и зависит, кроме того, от сдвига частоты пробного луча света

относительно центра линии поглощения и от ширины и формы линии поглощения. Последняя причина проявляется только в полях, в которых зеемановское расщепление становится сравнимым с шириной линии. Поскольку частота света во время каждого эксперимента оставалась неизменной, отстройку от центра линии поглощения можно учесть множителем. Таким образом, можно записать

$$\tau = C \mu_B^2 \Delta E,$$

где C — множитель пропорциональности.



Рис. 2. Экспериментальная зависимость интенсивности от магнитного поля.

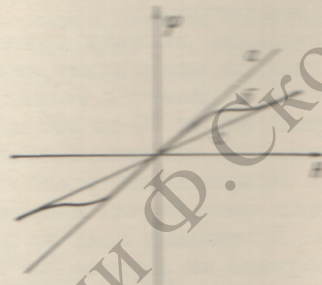


Рис. 3. Зависимость угла поворота от магнитного поля H (кривая б).

Кривые а ($\phi_0 = C \mu_B^2 \Delta E H$) и б ($\phi_0 = C \mu_B^2 \Delta E H$) имеют экспериментальный характер.

Как говорилось выше, населенность зависит от магнитного поля, и, согласно работе [13], она имеет вид

$$N = N_0 \{1 + \alpha [(1 + 2\Gamma)^{-2} + (1 + 42\Gamma)^{-2}]\}.$$

здесь $\Omega = \mu g H$.

Зависимость от H должна иметь вид, показанный на рис. 3, б, где обе прямые несут вспомогательный характер. В больших магнитных полях ($\Omega \gg \Gamma$) населенность N достигает насыщения $N = N_0$, в поле $H = 0$ величина N имеет другое значение $N = N_{\max}$.

В эксперименте же измеряется, как говорилось выше, зависимость от магнитного поля не угла поворота, а интенсивности прошедшего света, причем оси анализатора и поляризатора составляют угол, отличающийся немного от прямого. Считая, что при некотором поле $H = H_{\text{экспериментальное}}$ направление поляризации пробного луча точно перпендикулярно оси анализатора и, учитывая почти квадратичную зависимость прошедшего света от угла поворота ϕ , легко убедиться, что полученный сигнал будет иметь форму, аналогичную той, что наблюдалась в эксперименте. Поскольку форма сигнала достаточно сложна, из него трудно найти величину Γ с достаточной точностью, чтобы судить о количественном согласии между предложенной моделью и экспериментом. Но приближенные оценки ширины наблюдаемой особенности около 6 МГц выдвинутому объяснению не противоречат.

Литература

- [1] А. Э. Фотиади, С. А. Фридрихов. ЖТФ, 79, 1719, 1969.
- [2] А. П. Шкадаревич. Ж. прикл. спектр., 61, 1005, 1974.
- [3] А. П. Шкадаревич. Автореф. канд. дисс. Минск, 1976.
- [4] Ю. В. Троицкий. Одночастотная генерация в газовых лазерах. «Наука», Новосибирск, 1975.

- [5] Е. Н. Котликов. Вестн. ЛГУ, 10, 159, 1976.
- [6] R. C. Jones. J. Opt. Soc. Am., 31, 488, 1941; 32, 468, 1942.
- [7] H. de Lang. Philips Research Reports Suppl., № 8, 1967.
- [8] А. Джеррард, Дж. М. Берч. Введение в матричную оптику. «Мир», М., 1978.
- [9] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 22, 517, 1967.
- [10] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 649, 1969.
- [11] Им Тхек-де, Э. Г. Сапрыкин, А. М. Шалагин. Опт. и спектр., 35, 202, 1973.
- [12] S. A. Kazantsev, E. N. Kotlikov, E. D. Mishchenko, P. Telbisov, M. P. Chaika. Abstracts VI Intern. Conf. on Atomic Phys., Riga, 1978.
- [13] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.

Поступило в Редакцию 23 ноября 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины