

ЛОЖНЫЕ СИГНАЛЫ ВЫСТРАИВАНИЯ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

М. П. Чайка, Е. Н. Котликов, Г. Ц. Тодоров
и М. Р. Атаджанов

Исследуется влияние лабораторного магнитного поля на появление ложных сигналов выстраивания в магнитном поле. Показано, что меры предосторожности (степень компенсации поперечных составляющих лабораторного магнитного поля), достаточные при наблюдении сигналов одноосного выстраивания, недостаточны, если выстраивание двuosное.

Открытое в 1924 г. влияние магнитного поля на поляризацию флуоресценции развилось к настоящему времени в мощный метод исследования характеристик атомных (и молекулярных) состояний — метод пересечения уровней. Сущность его состоит в том, что внешнее магнитное поле, наложенное на источник света, состоящий из излучающих атомов или молекул и дающий хотя бы частично поляризованное излучение, разрушает поляризацию, и по виду и параметрам этой зависимости вычисляются атомные характеристики [1, 2]. Наиболее просто закон изменения поляризации (и связанной с нею интенсивности спектральной линии, наблюдаемой в определенном направлении) выглядит для четных изотопов, спектральные линии которых не имеют сверхтонкой структуры (а тонкая структура, как правило, намного превышает ширину уровня). Зависимость интенсивности от магнитного поля определяется временем распада когерентности излучающего состояния, которое в отсутствие всяких взаимодействий совпадает с временем радиационного распада. Форма этой зависимости, называемая сигналом выстраивания, определяется углами между направлением внешнего магнитного поля, направлением выстраивания излучающего состояния и направлением наблюдаемой линейной поляризации. Если все они перпендикулярны друг другу, то форма сигнала описывается простым выражением

$$J = J_0 + J'_0 \frac{1}{1 + (\mu g H / \Gamma)^2}$$

(здесь Γ — обратное время когерентности, J'_0 — коэффициент, зависящий от величины выстраивания и структуры перехода) и представляет собой лоренцевский контур с минимумом при $H=0$. В реальном эксперименте пучок света всегда имеет конечные угловые размеры, и в тех лучах, которые отклоняются от строго перпендикулярного направления, сигнал имеет несколько иную форму. Искажения в сигналах, вызванные конечными угловыми размерами пучков, подробно разобраны в работах [1, 3]. В них показано, что при правильной юстировке искажения малы.

Большая практика работы с сигналами выстраивания, накопившаяся в лаборатории когерентной оптики Ленинградского университета, показала, что иногда встречаются искажения сигналов, которые нельзя объяс-

нить ошибками юстировки. Мы приписали их влиянию паразитного лабораторного магнитного поля. В [3] этот вопрос затронут, однако там рассмотрен только один частный случай, и именно тот, когда лабораторное поле влияет мало. Однако при работе с дуосным выстраиванием ситуация изменяется. Дуосное выстраивание образуется в цилиндрических разрядных трубках [4], и симметрия выстраивания соответствует симметрии цилиндра; ось наибольшего выстраивания параллельна оси разрядной трубки, вторая ось направлена по радиусу, причем разные компоненты выстраивания, как это наблюдалось в работе [5], могут релаксировать с разными скоростями. При внешнем управляемом магнитном поле, параллельном оси разрядной трубки, наблюдатель должен видеть сигнал только от радиального выстраивания, при поперечном направлении

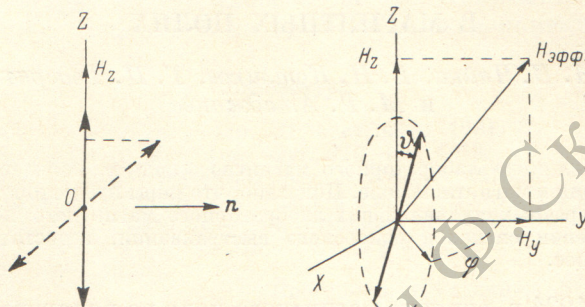


Рис. 1. Пояснение к образованию ложных сигналов выстраивания.

Жирной стрелкой обозначено направление колебаний диполя и момент его возбуждения, штриховой — его среднее направление в присутствии лабораторного поля, перпендикулярного плоскости рисунка. n — направление наблюдаемого излучения.

Рис. 2. Система декартовых координат, в которой проводится расчет зависимости $I(H_z)$.

в основном от аксиального. Однако наличие лабораторного магнитного поля путает эту картину, поэтому мы и обратились к подробному изучению его влияния. При этом выяснилось, что интенсивность зависит от приложенного внешнего управляемого магнитного поля даже тогда, когда сигналы Ханле в обычном понимании этого слова отсутствуют (например, при наблюдении света с линейной поляризацией вдоль управляемого магнитного поля). Форма этих зависимостей весьма сложна, а их ширина в шкале магнитных полей не обязательно зависит от времени жизни излучающего состояния. Закон, по которому изменяется интенсивность, определяется в основном «скоростью» изменения направления суммарного (эффективного) магнитного поля, а не временем когерентности излучающего состояния. Поэтому сигналы такого происхождения мы назвали ложными сигналами выстраивания (или ложными сигналами Ханле).

Простой пример позволяет без всяких вычислений показать, как лабораторное магнитное поле может привести к образованию сигнала, тогда как в «чистых» условиях эксперимента он полностью отсутствует. Пусть ось выстраивания направлена по внешнему магнитному полю H_z (вдоль оси OZ), величину которого мы изменяем и следим при этом за изменением интенсивности излучения на выделенном переходе атома или молекулы (рис. 1). При таком направлении оси никакого сигнала нет, интенсивность излучения остается постоянной. Пусть, кроме управляемого поля, есть лабораторное, направленное произвольно. Вектор этого поля можно разложить на два — по направлению управляемого поля и перпендикулярно ему. Обозначим это направление через OY . Первая составляющая сложится с величиной управляемого поля и только изменит начало его отсчета. Выберем плоскость рисунка так, чтобы вторая составляющая (вдоль OY) оказалась перпендикулярной к ней. Будем рассматривать излучение ансамбля атомов, как излучение группы затухаю-

щих диполей, каждый из которых возбуждается (возникает) в произвольный момент времени и в момент рождения его ось направлена вдоль OZ . Интенсивность наблюдаемого света в направлении \mathbf{n} (т. е. вдоль OX) пропорциональна сумме квадратов проекций диполя на направление наблюдаемой поляризации. При наблюдении π -перехода, т. е. света с поляризацией, параллельной оси OZ , в отсутствие всех полей проекция диполя совпадает с ним «самим». В присутствии перпендикулярного OZ лабораторного магнитного поля излучающие диполи поворачиваются вокруг магнитного поля в плоскости рисунка, сумма квадратов их проекций на OZ уменьшается, интенсивность падает. При достаточно большом магнитном поле, в котором ларморовская частота больше константы затухания, излучающие диполи равномерно распределяются по углам в плоскости рисунка и наблюдаемая интенсивность составит половину от той, которая была видна в отсутствие лабораторного поля.

При появлении управляемого поля \mathbf{H}_z диполи прецессируют вокруг направления эффективного поля $\mathbf{H} = \mathbf{H}_z + \mathbf{H}_y$. При $H_z \gg H_y$ эффективное поле направлено почти по OZ , т. е. вдоль диполей. Теперь прецессия почти не вызывает изменения их проекции на OZ , а наблюдаемая интенсивность такая же, как в отсутствие всех полей. Следовательно, в условиях рассматриваемого примера наблюдатель должен видеть изменение интенсивности при наложении магнитного поля вдоль оси выстраивания. При этом изменение интенсивности определяется изменением направления эффективного магнитного поля, а форма зависимости может быть совсем не связана с временем когерентности излучающего состояния.

Для определения формы ложных сигналов Ханле введем лабораторную систему координат (рис. 2), ось OZ которой выберем по направлению внешнего магнитного поля H . Лабораторное магнитное поле разложим на две составляющие, и ось OY направим вдоль его поперечной составляющей (продольная составляющая лабораторного поля, как уже указывалось, несущественна). В отличие от проведенного в [1] рассмотрения будем считать, что направление оси выстраивания $\rho^{(2)}$ не ортогонально внешнему магнитному полю H , а составляет с ним угол ϑ . Плоскость, определяемая осью тензора выстраивания $\rho^{(2)}$ и осью OZ , образует с плоскостью ZOY угол φ (рис. 2).

Интенсивность спонтанно испущенного света с поляризацией ϵ на переходе между состояниями с полными моментами J_1 и J_0 определяется выражением [6]

$$I(\epsilon) = (-1)^{J_1+J_0} C_0 (2J_1+1)^{-1/2} d^2 \sum_x (2x+1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{Bmatrix} \sum_q (-1)^q \rho_q^x \Phi_{-q}^x \quad (1)$$

Здесь через C_0 обозначена константа, не зависящая от перехода, $d = |(J_1 || d || J_0)|$ — приведенный матричный элемент дипольного перехода, а фигурными скобками обозначен $6j$ -символ Вигнера, ρ — компоненты статистического тензора, являющиеся коэффициентами разложения матрицы плотности верхнего уровня по неприводимым тензорным операторам группы вращения, Φ — компоненты тензора наблюдения в этом же представлении. Первые три множителя не оказывают на форму сигнала никакого влияния, поэтому в дальнейших расчетах во внимание не принимаются, величина ρ задается углами ϑ и φ , а два других угла ϑ_n и φ_n задают направление наблюдаемой линейной поляризации, т. е. Φ .

Прямой и самый простой путь нахождения интересующего нас выражения для интенсивности света состоит в переходе к меняющейся системе координат с осью квантования вдоль эффективного магнитного поля $H_{эфф.}$ с помощью оператора поворота (состоящего из D -функции Вигнера [1]), а затем назад к лабораторной.

Для упрощенного, но интересного случая наблюдения « π »-компоненты ($\vartheta_n = 0$) при условии очень малой ширины уровня (т. е. ширина «нормаль-

ного» сигнала Ханле много меньше поперечной составляющей лабораторного магнитного поля ($\Gamma/\mu g H \ll 1$) можно получить не слишком громоздкое аналитическое выражение

$$I_{\pi} = I'_0 + I_0 \left\{ \frac{1}{3} (1 - \cos^2 \vartheta) - \frac{s^2}{s^2 + 1} \left[(1 - 3 \cos^2 \vartheta) + \frac{2s^2 - 1}{s^2 (s^2 + 1)} (\cos^2 \vartheta - \sin^2 \vartheta \cos \varphi - 2s \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi) \right] \right\}, \quad (2)$$

здесь I'_0 — средняя интенсивность, обусловленная членом ρ_0^2 , а все остальные связаны с выстраиванием ρ^2 ; $s = H_z/H_y$.

На рис. 3 представлен ряд кривых, вычисленных по формуле (2) для ряда значений углов φ , когда ось выстраивания перпендикулярна H_z ($\vartheta_{\pi} = 0$, $\vartheta = \pi/2$).

Анализ выражения (2) и кривых рис. 3 показывает две особенности.

1. Форма зависимости интенсивности от магнитных полей определяется, кроме углов, только отношением H_z/H_y , поскольку мы пренебрегли влиянием продолжительности жизни ($1/\Gamma$) на степень выстраивания.

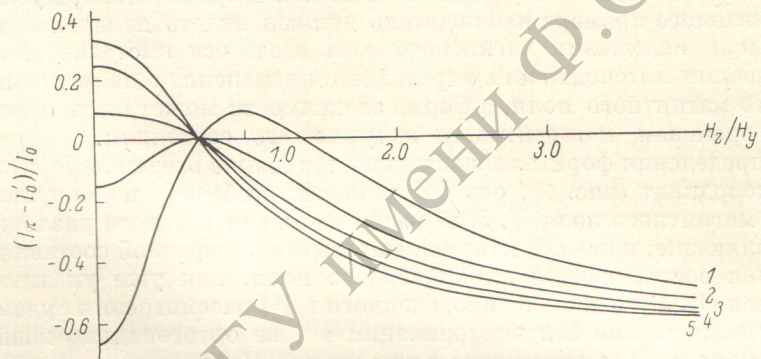


Рис. 3. Расчет изменения интенсивности π -компоненты по формуле (2), когда начальное выстраивание перпендикулярно OZ .

Значение угла φ , град: 1 — 0° , 2 — $45^\circ 30'$, 3 — 60° , 4 — $72^\circ 30'$, 5 — 90° .

2. При любых взаимных ориентациях магнитных полей и оси выстраивания добавка к интенсивности, связанная с выстраиванием, обращается в нуль для значения $(H_z/H_y)^2 = 0.5$. Это соответствует направлению эффективного магнитного поля в лабораторной системе координат под углом $50^\circ 40'$ к оси OZ — хорошо известному углу, под которым линейная поляризация в магнитном поле не наблюдается. В некоторых частных случаях выражение (2) становится совсем простым.

а. Ось выстраивания перпендикулярна плоскости ZOY : $\vartheta = \varphi = \pi/2$ (рис. 2). Из (2) немедленно получаем

$$I_{\pi} = I'_0 + I_0 \left[\frac{1}{3} - \frac{(H_z/H_y)^2}{(H_z/H_y)^2 + 1} \right] = I'_0 + I_0 \left[\frac{1}{1 + (H_z/H_y)^2} - \frac{2}{3} \right]. \quad (3a)$$

т. е. зависимость I_{π} от H_z описывается лорентцевской кривой с шириной 2 (рис. 3, кривая 5).

б. Ось выстраивания лежит в плоскости ZOY ортогонально управляемому магнитному полю: $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$. В этом случае для I_{π} имеем

$$I_{\pi} = I'_0 - I_0 \left(\frac{2}{3} - 3 \frac{(H_z/H_y)^2}{[(H_z/H_y)^2 + 1]^2} \right). \quad (3б)$$

Вид контура изображен на рис. 3 кривой 1. Для более общего случая, включающего малые величины лабораторных полей, удобнее воспользоваться результатами машинных расчетов, сделанными без всяких допущений с помощью формулы (1).

Алгоритм вычисления I такой же, как и в предыдущем случае: матрица возбуждения в лабораторной системе координат задается углами ϑ и φ . В системе координат, связанной с эффективным магнитным полем $\mathbf{H} = \mathbf{H}_y + \mathbf{H}_z$, она находится с помощью матрицы поворота. В этой же системе находятся элементы ρ , в которые входит константа распада когерентности Γ . Обратным преобразованием определяется ρ в лабораторной системе координат. Затем по (1) вычисляется I . При расчетах удобно за единицу магнитного поля взять величину Γ : это такое магнитное поле,

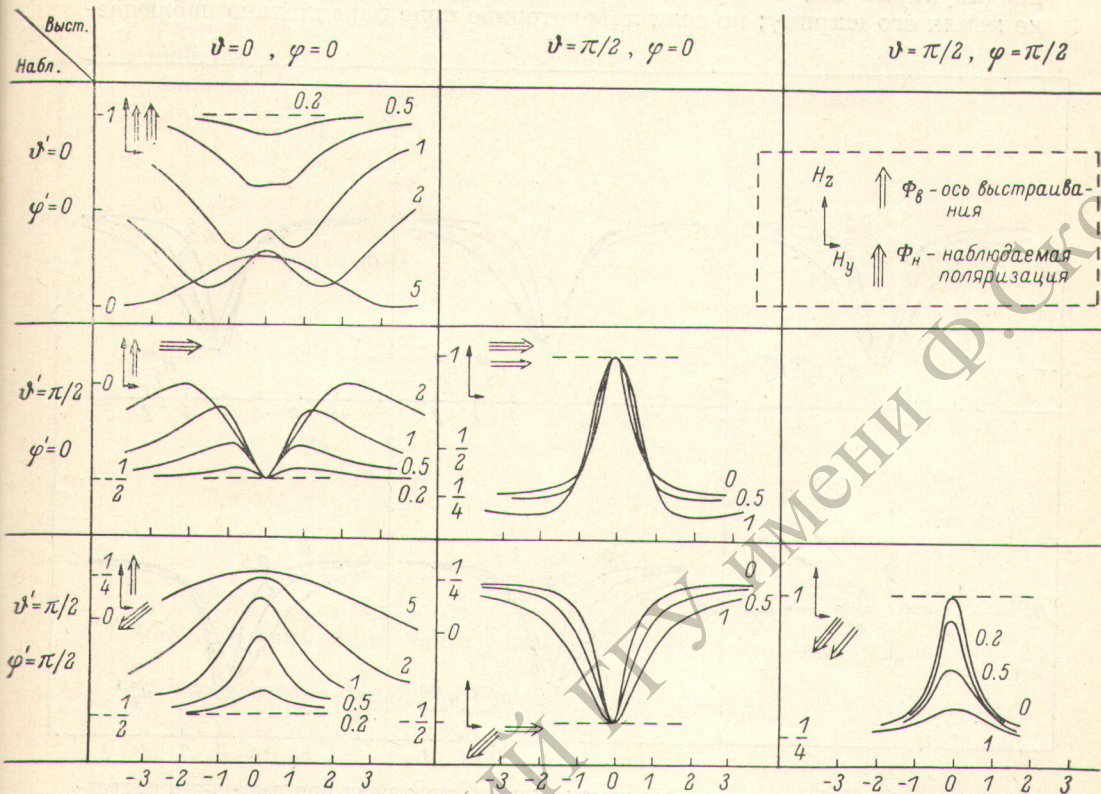


Рис. 4. Примеры зависимости интенсивности от магнитного поля для различных кратных $\pi/2$ углов между направлениями магнитных полей, оси выстраивания и наблюдаемой поляризации (обозначены стрелками одинарной, двойной и тройной соответственно).

Штриховая кривая — интенсивность в отсутствие всех полей. По оси абсцисс отложена величина H_z/Γ , по оси ординат — интенсивность. Цифры на каждой кривой — параметр H_y/Γ .

в котором зеемановское расщепление равно ширине уровня Γ . В этом масштабе представлены все кривые рис. 4 и 5 (кривые на рис. 3 построены в предположении $\Gamma \rightarrow 0$, их масштаб не зависит от Γ).

На рис. 4 показаны все возможные случаи ортогональных или совпадающих направлений оси выстраивания, внешнего магнитного поля и поляризации наблюдаемого света. Их всего 9, так как при $\vartheta = 0$ от угла φ ничего не зависит, и можно ограничиться одним значением $\varphi = 0$. На рис. 5 показаны сигналы при некоторых других направлениях лабораторного поля относительно осей тензора выстраивания Φ_v и тензора наблюдения Φ_n . (Тензор выстраивания Φ_v введен для удобства, он отличается от тензора $\rho^{(2)}$ отсутствием знаменателя $\frac{1}{1 - i \frac{q\omega}{\Gamma}}$, т. е. $\Phi_v = \rho^{(2)} (H = 0)$).

Таблица кривых, приведенных на рис. 4, симметрична относительно диагонали, т. е. кривые при замене углов $\vartheta' \rightarrow \vartheta, \vartheta \rightarrow \vartheta', \varphi \rightarrow \varphi', \varphi' \rightarrow \varphi$

(т. е. при обмене значениями Φ_v и Φ_n) не изменяются, поэтому они приведены только для одного набора углов. Кривые во второй и третьей колонке рис. 4, 5 иллюстрируют искажения сигнала Ханле лабораторным полем. Они весьма разнообразны. Если ось выстраивания и наблюдаемая поляризация перпендикулярны друг другу, лабораторное магнитное поле совпадает с одним из этих направлений и проявляется только в уширении сигнала. Форма остается лорентцевской. Если же наблюдаемая поляризация и ось выстраивания совпадают, а лабораторное поле перпендикулярно им, то последнее только уменьшает амплитуду сигнала, не меняя его ширину; но если лабораторное поле параллельно наблюдае-

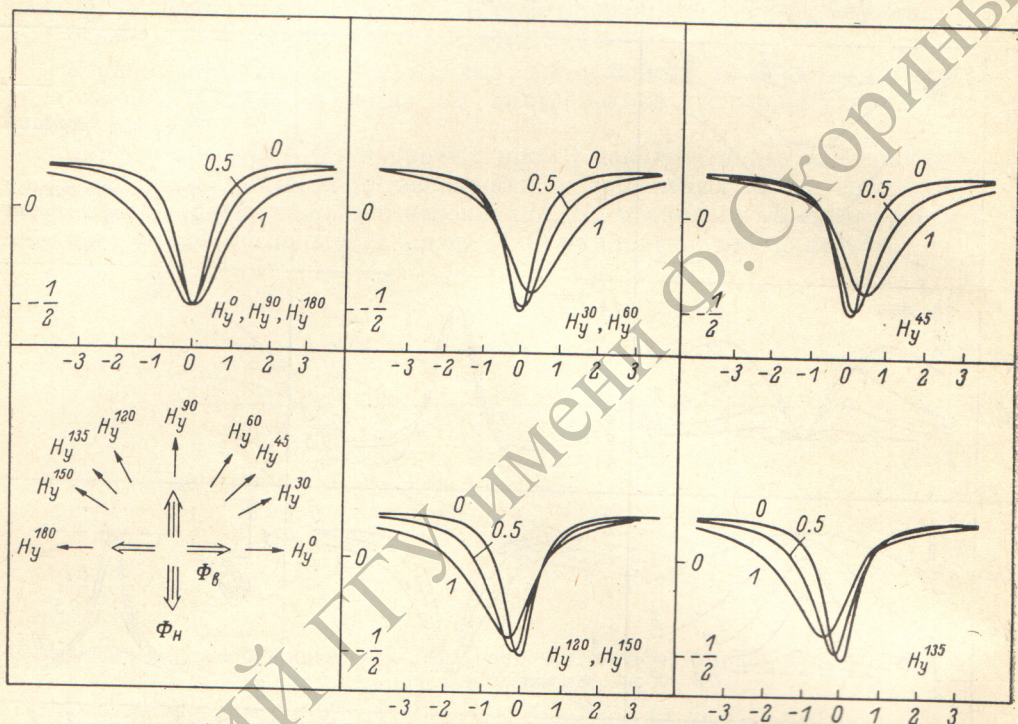


Рис. 5. Форма зависимости интенсивности от магнитного поля при различных направлениях лабораторного поля.

Индекс при H_y значение угла ($-\varphi$) в градусах. Ось OZ перпендикулярна векторам, обозначенным на рисунке. Остальные обозначения те же, что на рис. 4.

мой поляризации и выстраиванию (последний возможный случай из рассматриваемого класса), то искажается форма сигнала, его амплитуда растёт, а ширина может быть меньше ширины нормального сигнала Ханле.

Кривые в первой колонке рис. 4, 5 изображают то, что мы назвали ложными сигналами Ханле: выстраивание направлено вдоль управляемого магнитного поля, и в отсутствие лабораторного поля интенсивность от H_z не зависит — сигнала нет. Форма ложных сигналов весьма разнообразна и зависит при малых значениях лабораторного магнитного поля ($H_y \leq 5\Gamma$) в какой-то мере от величины Γ (точнее от H_y/Γ).

Это последнее обстоятельство позволяет, в принципе, использовать сигналы последнего типа для оценки величины Γ . На рис. 6 представлена измеренная экспериментально зависимость интенсивности излучения с поляризацией, параллельной H_z , от величины поля H_z . Наблюдение велось за линией $\lambda = 441.6$ нм иона кадмия, излучаемой разрядом постоянного тока в парах кадмия. В разрядной трубке, температура которой поддерживалась на уровне 290°C , давление паров кадмия было $26.5 \cdot 10^{-3}$ тор;

внутренний диаметр трубки 3.5 мм, разрядный ток 30 мА. На излучающем эту линию состоянии в самом разряде образуется выстраивание с осью, параллельной оси трубки.

Сплошной линией обозначена теоретическая зависимость $I(H_z)$, причем входящий в нее параметр H_y/Γ , как и масштаб по оси абсцисс и по оси ординат, подогнаны до наилучшего совпадения с экспериментальными точками.

Для предварительного поиска совпадения кривых использовался критерий, характеризующий форму кривой: отношение глубины провала δ к высоте Δ участка кривой, отсеченного на ширине, в 2 раза превышающей расстояние между максимумами (рис. 7). Расхождение кривых при больших H_z мы приписываем влиянию магнитного поля на характери-

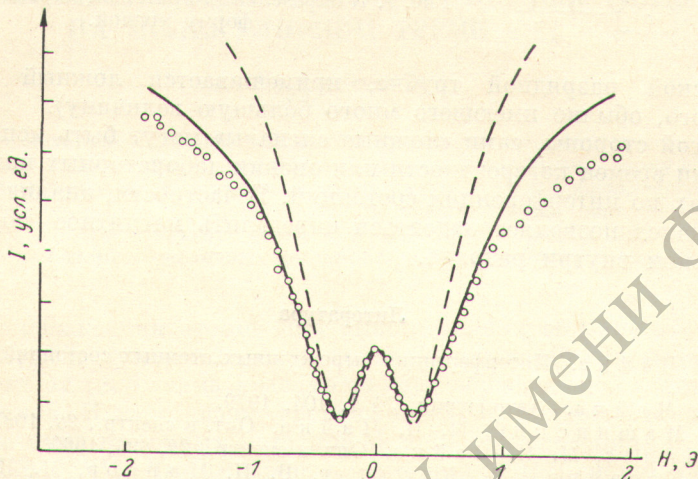


Рис. 6. Ложный сигнал Ханле, наблюдаемый экспериментально на линии иона кадмия $\lambda=441.5$ нм.

Сплошная кривая — расчет с подогнанными под экспериментальные точки параметрами $H_y/\Gamma=1.5$. Штриховая кривая — расчет с $H_y/\Gamma=1.0$.

стики разряда. Совпадение кривых произошло при $H_y/\Gamma=1.5$. Перпендикулярная составляющая лабораторного поля известна: $H_y=0.45$ Э, тогда $\Gamma=H_y/1.5=0.3$ Э, что при множителе Ланде $g=1.2$ дает 160 нсек. Нами было измерено время когерентности этого уровня обычной методикой для измерения констант релаксации атомов (из сигнала Ханле [1]). При этом мы тщательно компенсировали все составляющие лабораторного магнитного поля. Оно оказалось равным 140 нс (0.35 Э).

Совпадение этих цифр свидетельствует об информативности ложных сигналов Ханле. Приведенная на рис. 7 кривая для $H_y/\Gamma=1.0$ позволяет судить о возможной точности такого рода оценок. Напротив, при известной константе распада Γ ложные сигналы Ханле могут служить для оценки поперечных магнитных полей.

Все остальные типы сигналов также были получены экспериментально на линии Cd I $\lambda=643.8$ нм при выстраивании в разрядке и на линии Hg I $\lambda=404.6$ нм при лазерном возбуждении. Они имеют такой же вид, как и расчетные кривые, представленные на рис. 4. Но для оценки константы распада по ложным сигналам наиболее пригодны, по-видимому, сигналы при $\vartheta=\varphi=0$.

Результаты исследования, изложенные выше, показывают, что меры предосторожности (степень компенсации поперечных составляющих лабораторного магнитного поля), достаточные при наблюдении сигналов одноосного выстраивания, недостаточны, если выстраивание двуосное.

Действительно, при одноосном выстраивании наблюдаемый сигнал искажается небольшими (до Γ) полями H_y мало, как это видно из трех правых серий кривых рис. 4. На двuosном выстраивании к наблюдаемому сигналу лабораторное поле, точнее его перпендикулярная к H_z составляющая, примешивает ложный сигнал Ханле от выстраивания с перпендикулярной осью, что особенно существенно, если последнее больше по величине, чем наблюдаемое (например, наблюдается радиальное выстраивание в ци-

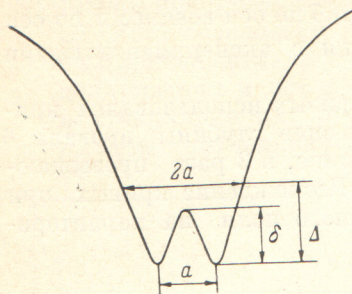


Рис. 7. К определению критерия, характеризующего форму кривой.

линдрической разрядной трубке, примешивается ложный сигнал от аксиального, обычно имеющего много большую величину).

С другой стороны, сами «ложные сигналы» могут быть использованы для оценки времен когерентности или оценки лабораторных полей в экспериментах по интерференции состояний. В частности, анализ подобного рода сигналов позволяет надеяться определить магнитное поле, создаваемое током внутри разряда.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, Л., 1975.
- [2] М. П. Чайка. Автометрия, № 1, 104, 1979.
- [3] А. Л. Машинский, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 28, 1093, 1970.
- [4] Х. Каллас, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 29, 694, 1969.
- [5] С. А. Казанцев, А. Кислинг, В. П. Марков, М. П. Чайка. Вестн. ЛГУ, сер. физ., 10, 33, 1975.
- [6] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2213, 1964.

Поступило в Редакцию 31 марта 1980 г.