

Наблюдение узких изотопических оптико-магнитных резонансов в излучении на отдельных спектральных линиях неона

Э.Г.Сапрыкин, В.А.Сорокин, А.М.Шалагин

При регистрации свечения на отдельных спектральных линиях тлеющего разряда в смеси изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne в зависимости от напряженности продольного магнитного поля наблюдаются узкие резонансы. Положение резонансов в «магнитной шкале» соответствует компенсации изотопического сдвига для определенных спектральных линий вследствие эффекта Зеемана. Обнаружено, что контраст резонансов выше для переходов между высоковозбужденными уровнями, а сами резонансы формируются в зоне продольной пространственной неоднородности магнитного поля.

Ключевые слова: неон, изотопы, оптико-магнитные резонансы, коллективное спонтанное излучение.

1. Введение

В работах [1–4] сообщалось о наблюдении необычных оптико-магнитных резонансов (ОМР) в смеси четных изотопов неона. При регистрации интенсивности свечения тлеющего разряда в газовой смеси, состоящей из атомов ^{20}Ne и ^{22}Ne , в зависимости от напряженности магнитного поля были обнаружены узкие слабоконтрастные структуры. Наблюдение свечения проводилось в аксиально симметричной геометрии: направление магнитного поля совпадало с направлением тока в газоразрядной кювете, регистрировалось свечение разряда, распространяющееся вдоль оси кюветы, спектральной селекцией регистрируемое излучение не подвергалось вовсе или применялась грубая селекция с помощью цветных стекол.

В результате анализа экспериментальных результатов было установлено [1–4], что образование ОМР тесно связано с одновременным присутствием обоих изотопов неона в газовой смеси, а положение ОМР в шкале напряженности магнитного поля обусловлено зеемановской компенсацией изотопических сдвигов частот некоторых переходов. Резонансный характер взаимодействия между атомами, относящимися к разным изотопам, во время совместного спонтанного фотоиспускания проявился в формировании ОМР с ширинами, намного меньшими, чем доплеровская. В работе [3] высказаны предположения о природе эффекта как о проявлении коллективного процесса спонтанного испускания пар близко находящихся друг к другу атомов разных изотопов. Теоретическое обоснование этой гипотезы содержится в ряде работ (см. ссылки в [3]).

Э.Г.Сапрыкин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: Saprykin@gorodok.net

В.А.Сорокин, А.М.Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: vlad_sorokin@ngs.ru, Shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 20 мая 2014 г., после доработки – 5 июля 2014 г.

В настоящей работе сообщается о наблюдении подобных резонансов в излучении на отдельных спектральных линиях в видимой области спектра и анализируются их свойства.

2. Эксперимент

Методика измерений и применяемая аппаратура аналогичны описанным в [1–4]. Геометрия регистрации подробно изложена в [5]. Различие заключается в использовании монохроматора МДР-2 для выделения излучения отдельных линий неона. Излучение из газоразрядной ячейки заводилось в монохроматор МДР-2 с помощью упорядоченного световода. Входное окно световода совмещалось с фокальной плоскостью объектива с фокусным расстоянием $F \approx 60$ мм, собирающего излучение из газоразрядной ячейки. Выходное окно световода и входная щель монохроматора располагались в сопряженных плоскостях собирающей линзы (конденсора) с $F \approx 50$ мм. Выходное окно световода отображалось на входную щель с трехкратным уменьшением, чтобы оптимизировать заполнение светом коллиматорного объектива монохроматора и уменьшить изображение источника света на входной щели. Для проведения спектральной селекцией использовалась отражательная дифракционная решетка (600 штр./мм) в первом порядке дифракции с рабочей спектральной областью 400–1200 нм. Спектры регистрировались в диапазоне от 533.1–878.4 нм, что позволило исключить использование дополнительных спектральных фильтров и избежать перекрытия порядков дифракции решеток. Выходное излучение монохроматора с помощью асферической линзы направлялось на фоточувствительный элемент кремниевого фотодиода. Фототок фотодиода преобразовывался в выходное напряжение инвертирующим преобразователем ток–напряжение с сопротивлением обратной связи 6.8 ГОм и входным током менее 0.1 пА. Порог чувствительного фотодетектора был $\sim 1.1 \times 10^{-15}$ Вт/Гц^{1/2}. Крутизна кривой чувствительности фотодетектора составила 0.67 нВ/(квант·с⁻¹) для видимого излучения с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм (в максимуме спектральной чувствительности фотодиода).

Регистрация свечения из кюветы осуществлялась двумя способами. Измерялся оптико-магнитный контур (ОМК) –

зависимость интенсивности свечения тлеющего разряда (выходного сигнала фотодетектора) от напряженности продольного магнитного поля. Одновременно измерялась производная оптико-магнитного контура (ПрОМК). Метод измерения ПрОМК был основан на модуляции магнитного поля дополнительным соленоидом на частоте ~ 70 Гц с последующим синхронным детектированием переменной части выходного сигнала фотодетектора. ОМК и ПрОМК фиксировались в цифровой форме, что позволило при многопроходном сканировании магнитного поля с цифровым накоплением данных существенно улучшить отношение сигнал/шум.

3. Результаты измерений

На рис.1 приведены примеры ПрОМК, зарегистрированных на отдельных линиях неона, которые относятся к переходам мультиплета $2p-1s$. Все графики подверглись некоторой коррекции, заключающейся в устранении их наклона. Эта процедура эквивалентна вычитанию из исходного ОМК малоинформативной параболической огибающей, что позволяет в некоторой степени повысить визуальный контраст резонансов. Кроме этого, все графики приведены к одинаковому масштабу и для наглядности разнесены по вертикали. По оси абсцисс отложено среднее магнитное поле в кювете, которое определялось с учетом профилей распределения сканируемого и модулирующего магнитных полей:

$$H = 0.4\pi i N_s \frac{\int_0^L G_s(z) G_m(z) dz}{\int_0^L G_m(z) dz}.$$

Здесь i – ток в обмотке сканируемого соленоида; N_s – плотность намотки сканируемого соленоида (число витков на сантиметр); $G_s(z)$ и $G_m(z)$ – профили поля вдоль оси z для сканируемого и модулирующего соленоидов (см. графики 1 и $б$ на рис.6,б); пределы интегрирования соответствуют границам разряда. Присутствующие на всех последующих рисунках напряженности магнитного поля определялись аналогичным образом.

Всего в мультиплете $2p-1s$ имеется 25 разрешенных электродипольных переходов, и лишь на некоторых из

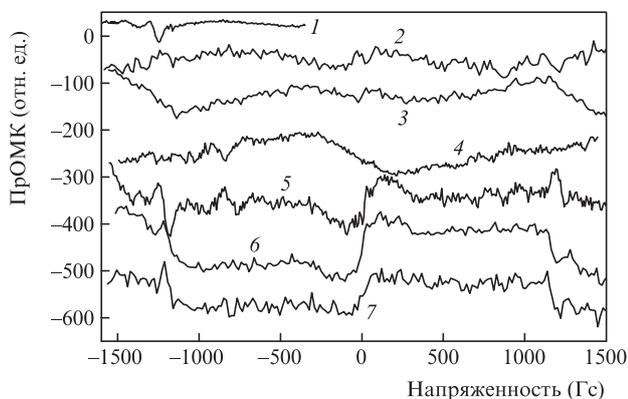


Рис.1. ПрОМК на линиях неона, принадлежащих мультиплету $2p-1s$: $\lambda = 540.05616$ нм, $2p_1-1s_4$, сила осциллятора $f = 0.0004$ (1), $\lambda = 585.24878$ нм, $2p_1-1s_2$, $f = 0.0833$ (2), $\lambda = 588.18950$ нм, $2p_2-1s_5$, $f = 0.0368$ (3), $\lambda = 659.89529$ нм, $2p_2-1s_2$, $f = 0.145$ (4), $\lambda = 665.20925$ нм, $2p_3-1s_2$, $f = 0.00093$ (5), $\lambda = 667.82764$ нм, $2p_4-1s_2$, $f = 0.249$ (6), $\lambda = 672.5$ нм, атомарный кислород (7). Спектроскопические параметры линий даны в обозначениях Пашена.

них ($2p_1-1s_4$, $2p_1-1s_2$, $2p_2-1s_5$, $2p_2-1s_2$, $2p_3-1s_2$, $2p_4-1s_2$) при разумных длительностях регистрации нам удалось обнаружить хоть сколько-нибудь заметные резонансные особенности в ПрОМК. Следует отметить, что кривая 7 на рис.1 соответствует линии с длиной волны 672.5 нм*, которая не является спектральной линией неона и, скорее всего, относится к спектру атомарного кислорода [6]. Все линии мультиплета $2p-1s$ являлись достаточно интенсивными, однако ОМР в области напряженности магнитного поля $1200-1400$ Гц, заметные на фоне шума, наблюдались лишь на линиях переходов $2p_1-1s_4$ и $2p_3-1s_2$. Эти резонансы в дальнейшем будем называть ОМР-1200. На остальных линиях амплитуды ОМР-1200 не превышают уровня шума. Таким образом, амплитуды и контрасты резонансов, зарегистрированных на линиях мультиплета $2p-1s$, оказались заметно меньше наблюдавшихся в работах [1–3] в интегральном по спектру излучении. Поэтому было принято решение провести измерения ОМК и ПрОМК на линиях, отвечающих переходам между более высоковозбужденными уровнями.

На рис.2 приведены графики ПрОМК, отвечающие переходам на уровни $2p$ из более высоковозбужденных состояний. Исходные кривые обработаны по той же методике, что и графики на рис.1. По сравнению с данными, полученными на переходах мультиплета $2p-1s$, ПрОМК содержат существенно более контрастные резонансы. Наиболее контрастные резонансы также центрированы при напряженностях магнитного поля $1200-1400$ Гц (ОМР-1200). Вертикальные линии на рис.2 соответствуют ожидаемым положениям изотопических резонансов, рассчитанным в [3]. ПрОМК, наблюдавшиеся на линиях 533.07775 , 576.44188 и 886.57562 нм, кроме резких структур содержали слабо выраженную параболическую «подкладку». ОМР-1200 на линии 576.44188 нм наблюдались практически без всякого фона. ОМР-1200 можно было наблюдать также и в ОМК, но со значительно меньшим контрастом. Тем не менее его было вполне достаточно для определения знака ОМР, который, как и в [3], оказался отрицательным, т.е. отвечал уменьшению интенсивности свечения разряда.

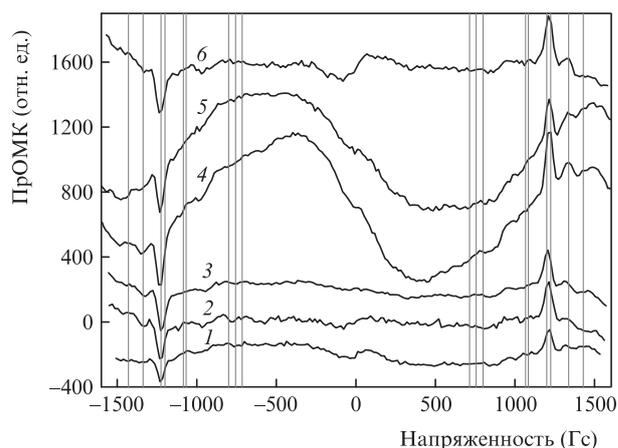


Рис.2. ПрОМК на линиях неона, принадлежащих переходам на $2p$ -уровни с более высоковозбужденных состояний: $\lambda = 886.57562$ нм, $3d_4-2p_6$ (1), $\lambda = 533.07775$ нм, $4d_3-2p_{10}$ (2), $\lambda = 576.44188$ нм, $4d_4-2p_9$ (3), $\lambda = 753.57739$ нм, $3d_5-2p_{10}$ (4), $\lambda = 878.37539$ нм, $3s_1-2p_2$ (5), $\lambda = 582.01558$ нм, $4d_4-2p_8$ (6). Вертикальными линиями показаны положения возможных изотопических резонансов.

* Ближайшие спектральные линии веществ (нм): 672.4476 – CsI, 672.456 – CII, 672.6283 – OI, 672.6478 – FeI, 672.6538 – OI.

Значительно больший контраст ОМР-1200 на переходах между высоковозбужденными уровнями позволил провести количественные измерения их параметров. На рис.3 приведены 3 серии кривых, полученных на линиях неона 878.37539, 576.44188 и 533.07775 нм при варьировании тока разряда от 30 до 90 мА. Методика измерений для каждой из линий была одинаковой. Серия начиналась с тока разряда 90 мА. В каждой последующей записи ток снижался на 15 мА. Последняя запись серии снова осуществлялась при токе 90 мА. На рис.3 начало и конец серии – это кривые 1, демонстрирующие стабильность и воспроизводимость результатов измерений. Для всех резонансов, центрированных при ±(1200–1400) Гс, с увели-

чением тока разряда наблюдаются рост амплитуды резонанса до максимального значения и затем ее уменьшение. Наблюдаются также небольшие изменения положения ОМР. Форма ОМР остается довольно асимметричной.

Для количественного определения параметров ОМР-1200 (амплитуда, сдвиг и ширина) из каждой ПрОМК выделялись по два фрагмента, содержащие резонанс. Затем каждый фрагмент аппроксимировался методом максимального правдоподобия резонансной функцией F_{res} , полученной в [5] для магнитного поля, имеющего вдоль продольной оси z непрерывный профиль в виде двух участков. На первом участке напряженность поля линейно нарастает вдоль оси от H_{min} до H_{max} , на втором участке поле однородно и его напряженность равняется H_{max} . Форма ОМР для однородного поля считается лоренцевской:

$$F_{res}(A, K_a, q, \Delta, \Gamma, x) = A \left\{ \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (x - \Delta)^2} + \frac{K_a}{x\Gamma^{-1}(1-q)} \left[\arctan\left(\frac{x - \Delta}{\Gamma}\right) - \arctan\left(\frac{xq - \Delta}{\Gamma}\right) \right] \right\}.$$

Здесь A – амплитуда резонанса; Γ – ширина резонанса; Δ – сдвиг резонанса; K_a – относительный вклад области с неоднородным магнитным полем; $q = H_{min}/H_{max}$ – параметр, определяющий относительную величину неоднородности распределения магнитного поля; x – эффективная напряженность магнитного поля, пропорциональная току в сканируемом соленоиде. Функция F_{res} содержит два слагаемых: симметричный относительно Δ лоренциан и несимметричную часть, описываемую слагаемыми с арктангенсами (при $q = 1$ эта часть F_{res} превращается в лоренциан). Полная аппроксимирующая функция F_{ap} помимо производной от F_{res} содержала функцию подкладки F_p , описывающую огибающую ПрОМК в области локализации резонанса:

$$F_{ap} = F_p(x) + \frac{d}{dx} F_{res}(A, K_a, q, \Delta, \Gamma, x).$$

На рис.4,а–в приведены зависимости амплитуд, сдвигов и ширин ОМР-1200 от тока разряда. На рис.4,г для сравнения с рис.4,а показаны зависимости интенсивностей соответствующих спектральных линий от тока разряда. Измерения интенсивностей проведены при напряженностях магнитного поля ±1200 Гс. На рис.4,г представлены их усредненные значения. Зависимости для амплитуд и ширин даны отдельно для каждого знака магнитного поля, для сдвигов применено усреднение. При усреднении у отрицательных сдвигов изменен знак. Погрешности определения параметров, показанные на графиках, являются статистическими без учета погрешности калибровки магнитного поля, точность которой лучше 1%. Основные закономерности поведения параметров ОМР сводятся к следующему: с увеличением тока разряда наблюдается заметное уменьшение сдвигов ОМР-1200 и некоторое уменьшение ширин резонансов. Амплитуды ОМР-1200 с ростом тока разряда сначала нарастают и достигают максимума, а затем убывают, хотя интенсивности соответствующих спектральных линий только нарастают.

На рис.5 приведены ПрОМК для линии 576.44188 нм, демонстрирующие действие дополнительного магнитного поля на ближний и на дальний по отношению к фотодетектору участки газоразрядной кюветы. Дополни-

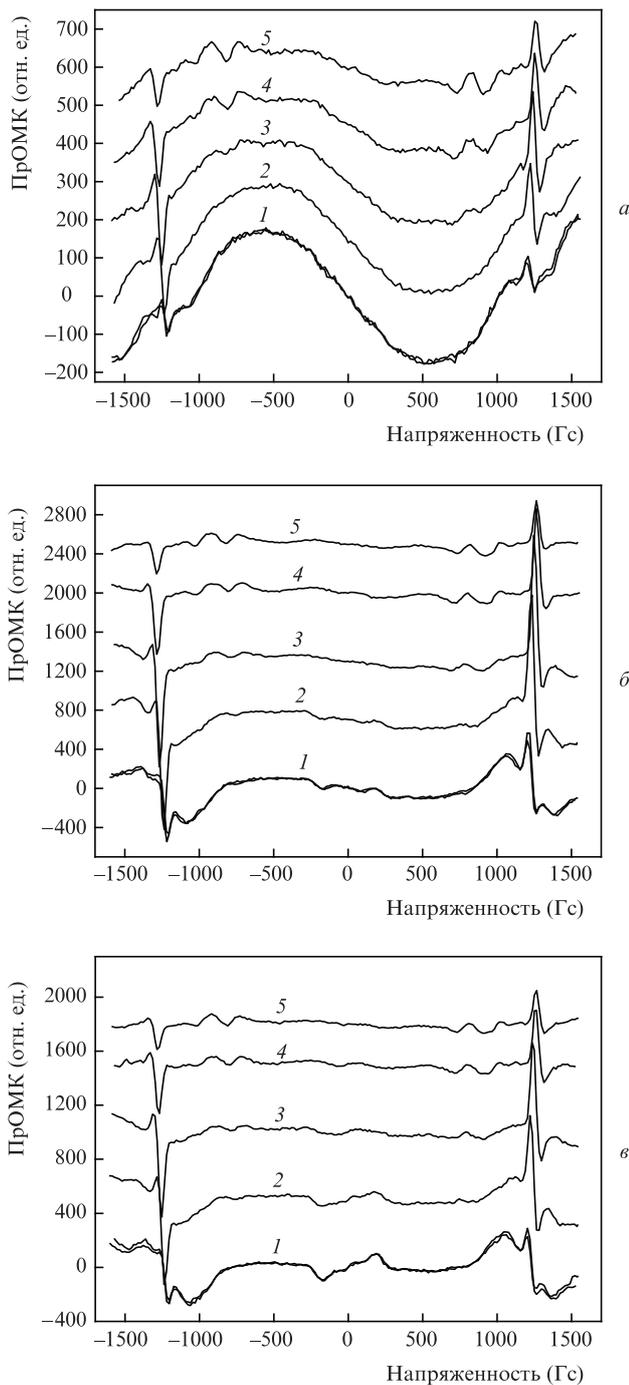


Рис.3. ПрОМК на линиях неона с $\lambda = 878.37539$ нм, $3s_1-2p_2$ (а), $\lambda = 576.44188$ нм, $4d_4-2p_9$ (б), $\lambda = 533.07775$ нм, $4d_3-2p_{10}$ (в) при токе разряда 90 (1), 75 (2), 60 (3), 45 (4) и 30 мА (5).

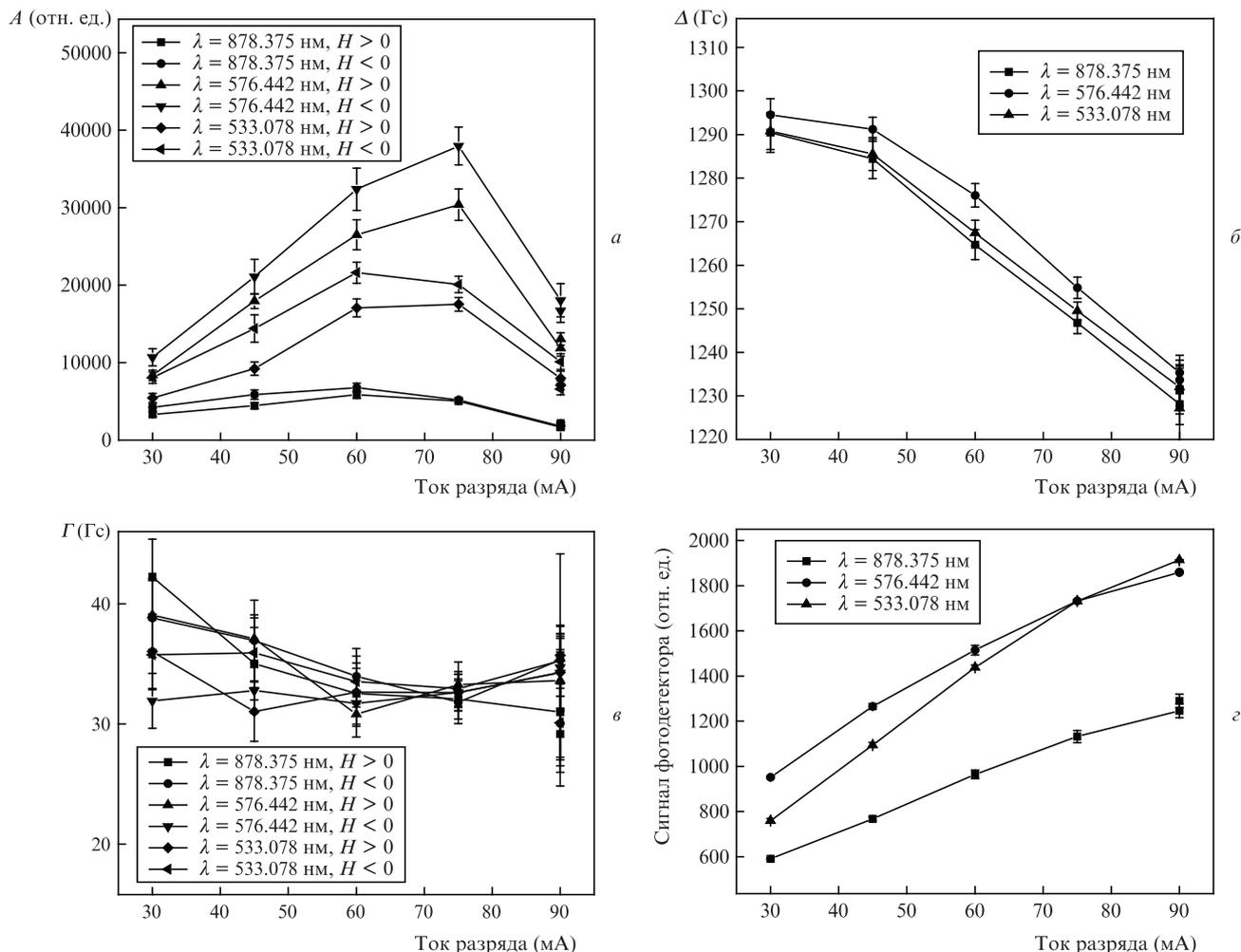


Рис.4. Зависимости от тока разряда параметров ОМР-1200 (а-в) и сигнала фотодетектора (г); $H = \pm 1200$ Гс.

ное поле создавалось постоянным магнитом, имеющим форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $80 \times 120 \times 15$ мм. Магнит располагался на поверхности сканируемого соленоида, как схематично показано на рис.5, на расстоянии 5.5 см от оси кюветы. Поле на поверхности магнита перпендикулярно грани 80×120 мм и похоже на

поле прямоугольной катушки с током, имеющей аналогичные размеры. Вблизи оси кюветы дополнительное поле имело поперечную и продольную компоненты. Максимальное значение поперечной компоненты было ~ 280 Гс, а максимальное по модулю значение продольной компоненты составляло ~ 120 Гс.

Действие дополнительного магнитного поля сводится к двум основным эффектам: к полному исчезновению узкого ОМР-1200 при наложении дополнительного поперечного поля любого знака на ближний по отношению к фотодетектору конец ячейки (кривые 2 и 3 на рис.5) и к отсутствию заметного влияния на форму ОМР-1200 наложения дополнительного поперечного поля на дальний по отношению к фотодетектору конец ячейки (кривая 1 на рис.5).

4. Обсуждение результатов

Согласно гипотезе, изложенной в [3], резонансные особенности ОМК в области 1200–1400 Гс должны быть связаны с переходами $2p_5-1s_5$ (1225 Гс), $2p_{10}-1s_5$ (1200 Гс), $2p_5-1s_4$ (1338 Гс). Однако при регистрации свечения разряда непосредственно на этих переходах ОМР-1200 зарегистрировать не удалось. Единственная линия ($\lambda = 588.18950$ нм, $2p_2-1s_5$) с нижним метастабильным уровнем $1s_5$, на которой ПрОМК имеет слабо выраженный резонанс (кривая 3 на рис.1), соответствует переходу между

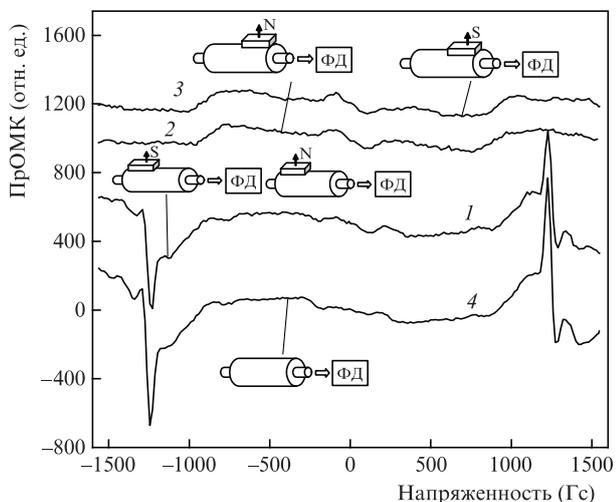


Рис.5. ПрОМК на линии неона с $\lambda = 576.44188$ нм при воздействии на разные участки газоразрядной кюветы дополнительного поперечного магнитного поля (1–3) и в его отсутствие (4).

штрихованным и нештрихованным термами с малым значением силы осциллятора ($3p'[1/2]$, $J_m = 1 - 3s[3/2]^0$, $J_n = 2^{**}$; $f = 0.0368$). Резонансы в излучении на других переходах мультиплета $2p-1s$ также оказались очень слабоконтрастными (см. рис.1). На кривых, приведенных на рис.1, наибольшим контрастом обладают ОМР-1200 для линии с $\lambda = 540.05616$ нм (переход $3p'[1/2]$, $J_m = 0 - 3s[3/2]^0$, $J_n = 1$, ($2p_1-1s_4$); $f = 0.0004$, кривая 1), а также для линии с $\lambda = 665.20925$ нм ($3p'[1/2]$, $J_m = 0 - 3s'[1/2]^0$, $J_n = 1$ ($2p_3-1s_2$); $f = 0.00093$, кривая 5) с наименьшими значениями сил осцилляторов.

Подавление сигнала ОМР-1200, по видимому, связано с поглощением излучения участком разряда длины около 4 см, находящимся вне зоны действия магнитного поля. Поведение резонансов для сильно поглощающих переходов можно понять с помощью одномерного уравнения переноса в неоднородной среде:

$$\frac{dI}{dz} + \kappa(z)I = D(z). \quad (1)$$

Здесь $I = I(z)$ – интенсивность света в точке с координатой z ; $\kappa(z)$ – коэффициент поглощения; $D(z)$ – светимость слоя в точке с координатой z .

Общее решение уравнения (1) имеет вид суммы вкладов слоев с учетом поглощения света на пути до фотодетектора:

$$I(L) = \int_0^L D(z_1) \exp\left[-\int_{z_1}^L \kappa(z_2) dz_2\right] dz_1, \quad (2)$$

$$D(z) = A_r[1 + \alpha\varphi(H)], \quad \kappa(z) = B_r[1 + \beta\varphi(H)], \quad H = H(z).$$

Здесь A_r и B_r пропорциональны первому и второму коэффициентам Эйнштейна; $\varphi(H)$ описывает форму ОМР; L – длина газоразрядного промежутка. Параметры $\kappa(z)$ и $D(z)$ имеют не зависящую и зависящую от напряженности магнитного поля части, и зависимость от z определяется зависимостью $H(z)$. Контраст резонансов будем считать малым ($\alpha \ll 1$ и $\beta \ll 1$). Если среда состоит из двух одномерных слоев, один из которых длиной L_H находится в магнитном поле, а другой – вне его, то различие коэффициентов поглощения и параметров излучения для этих слоев сводится к присутствию или отсутствию зависимости от H в $\kappa(z)$ и $D(z)$. Тогда решение (2) может быть записано в следующем виде:

$$I(L) = \frac{D_1}{k_1}[1 - \exp(-k_1 L_H)] \exp[-k_2(L - L_H)] + \frac{D_2}{k_2} \exp[-k_2(L - L_H)],$$

$$\kappa(z) = \begin{cases} k_1 = B_r[1 + \beta\varphi(H)], & 0 < z \leq L_H, \\ k_2 = B_r, & L_H < z \leq L, \end{cases} \quad (3)$$

$$D(z) = \begin{cases} D_1 = A_r[1 + \alpha\varphi(H)], & 0 < z \leq L_H, \\ D_2 = A_r, & L_H < z \leq L, \end{cases}$$

откуда легко видеть возникновение экспоненциального ослабления интенсивности магнитозависимой части из-

лучения кюветы из-за поглощения света на промежутке от L до L_H .

Возникновение резонансов с большим контрастом на переходах между высоковозбужденными уровнями можно проследить на примере трехуровневой каскадной системы с уровнями n_1, n_2, n_3 (n_1 с наибольшей, n_3 с наименьшей энергией). Для баланса заселенностей можно записать систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_1}{dt} + \Gamma_1 N_1 = Q_1 + S_{21} N_2,$$

$$\frac{dN_2}{dt} + \Gamma_2 N_2 = Q_2 + A_{12} N_1 + S_{32} N_3, \quad (4)$$

$$\frac{dN_3}{dt} + \Gamma_3 N_3 = Q_3 + A_{23} N_2.$$

Здесь N_j ($j = 1, 2, 3$) – заселенности уровней n_j ; Q_j – соответствующие скорости возбуждения; A_{12} и A_{23} определяют увеличение заселенностей уровней n_2 и n_3 за счет спонтанного излучения атомов на уровнях n_1 и n_2 соответственно; S_{21} и S_{32} определяют увеличение заселенностей уровней n_1 и n_2 за счет процессов поглощения света; $\Gamma_1 = \Gamma_{10} + A_{12}$, $\Gamma_2 = \Gamma_{20} + A_{23}$ и Γ_3 определяют уменьшение заселенностей соответствующих уровней n_j , а Γ_{10} и Γ_{20} – вклад в это уменьшение переходов с уровней n_1 и n_2 на все уровни, отличные от n_2 и n_3 соответственно. Будем считать, что условия для возникновения резонансов возникают на «нижнем» переходе n_2-n_3 в виде малых добавок к A_{23} и S_{32} ($A_{23} = A_{23} + \alpha_{23}$, $S_{32} = S_{32} + \sigma_{32}$). Для стационарного состояния общее решение системы уравнений (4) имеет вид

$$N_1 = \left[\frac{Q_1}{\Gamma_1} \left(1 - \frac{A_{23} S_{32}}{\Gamma_2 \Gamma_3} \right) + \frac{Q_2}{\Gamma_2} \frac{S_{21}}{\Gamma_1} + \frac{Q_3}{\Gamma_3} \frac{S_{21} S_{32}}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right] \times \left[1 - \frac{A_{12} S_{21}}{\Gamma_1 \Gamma_2} - \frac{A_{23} S_{32}}{\Gamma_2 \Gamma_3} \right]^{-1} = N_{10} + \delta N_1 \approx \frac{Q_1}{\Gamma_1} + \delta N_1,$$

$$N_2 = \left[\frac{Q_1}{\Gamma_1} \frac{A_{12}}{\Gamma_2} + \frac{Q_2}{\Gamma_2} + \frac{Q_3}{\Gamma_3} \frac{S_{32}}{\Gamma_2} \right] \left[1 - \frac{A_{12} S_{21}}{\Gamma_1 \Gamma_2} - \frac{A_{23} S_{32}}{\Gamma_2 \Gamma_3} \right]^{-1} = N_{20} + \delta N_2 \approx \frac{Q_2}{\Gamma_2} + \delta N_2,$$

$$N_3 = \left[\frac{Q_1}{\Gamma_1} \frac{A_{12} A_{23}}{\Gamma_2 \Gamma_3} + \frac{Q_2}{\Gamma_2} \frac{A_{23}}{\Gamma_3} + \frac{Q_3}{\Gamma_3} \left(1 - \frac{A_{12} S_{21}}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right) \right] \times \left[1 - \frac{A_{12} S_{21}}{\Gamma_1 \Gamma_2} - \frac{A_{23} S_{32}}{\Gamma_2 \Gamma_3} \right]^{-1} = N_{30} + \delta N_3 \approx \frac{Q_3}{\Gamma_3} + \delta N_3.$$

Для поправок δN_1 и δN_2 к стационарным заселенностям N_{10} и N_{20} , связанных с изменением A_{23} и S_{32} , можно написать соотношение, непосредственно следующее из (4):

$$\delta N_1 = \frac{S_{21}}{\Gamma_1} \delta N_2.$$

Отношение контрастов резонансов, очевидно, определяется соотношением

$$\frac{\delta N_1}{N_1} / \frac{\delta N_2}{N_2} \approx \frac{S_{21} \Gamma_1}{\Gamma_1 Q_1} \frac{\delta N_2}{\delta N_2} \frac{Q_2}{\Gamma_2} = \frac{Q_2}{Q_1} \frac{S_{21}}{\Gamma_2}.$$

** J_m, J_n – полные угловые моменты верхнего и нижнего термов.

Для неона характерна ситуация, когда $Q_3 \gg Q_2 \gg Q_1$, $A_{12}/\Gamma_1 < 1$, $A_{23}/\Gamma_2 < 1$. Тогда контраст резонансов на переходах между высоковозбужденными уровнями может оказаться намного больше, а ослабление интенсивности излучения, описываемое формулой (3), практически отсутствовать из-за большей прозрачности среды для собственного спонтанного излучения на этих переходах. Следует отметить, что рост контраста ОМР будет наблюдаться не только на переходе $n_1 - n_2$, но и на всех переходах с n_1 на другие уровни. Знак резонанса на переходе $n_1 - n_2$ между более высоковозбужденными уровнями совпадает со знаком резонанса на родительском переходе $n_2 - n_3$. Между уровнями мультиплетов $4d-2p$, $3d-2p$ и $3s-2p$, на которых наблюдались ОМР-1200 с высоким контрастом, и уровнями $2p_5$, $2p_{10}$ и $1s_5$ разрешены электрические дипольные переходы, что позволяет для интерпретации использовать каскадную схему. Если ее применить к системе уровней неона, то тогда переход $n_1 - n_2$ – это какой-либо переход, относящийся к мультиплетам $4d-2p$, $3d-2p$ или $3s-2p$, а уровень n_3 следует ассоциировать с уровнем $1s_5$.

При сравнении зависимостей от тока разряда амплитуд ОМР-1200 (рис.4,а) и интенсивностей соответствующих спектральных линий (рис.4,б) обнаруживается различие в их поведении. С ростом тока наблюдается монотонное увеличение интенсивности линий, а амплитуда ОМР-1200 сначала увеличивается, достигает максимального значения, а затем уменьшается. Такое поведение характерно для заселенности уровней неона $1s$ и $2p$ [7–9]. Таким образом, наблюдение контрастных ОМР-1200 на ряде переходов между высоковозбужденными уровнями неона не противоречит гипотезе об их формировании на переходах $2p_5 - 1s_5$ (1225 Гс) и $2p_{10} - 1s_5$ (1200 Гс).

Обсудим ход зависимостей на рис.4,б и в. Для резонансов на всех трех линиях прослеживается четкая зависимость уменьшения $|\Delta|$ с ростом тока, при этом также прослеживается тенденция некоторого уменьшения ширины резонанса.

Значительная асимметрия ОМР-1200, хорошо различимая на рис.2, 3 относительно резонансного значения Δ , указывает на то, что главный вклад в сигнал дает часть разряда, расположенная ближе к фотодетектору в зоне неоднородного магнитного поля, где $G_s(z)$ уменьшается. Уменьшение $|\Delta|$ с увеличением тока разряда можно объяснить ростом вклада в сигнал более удаленных участков, расположенных в более однородном поле с большими значениями $G_s(z)$. Этой же причиной обусловлено и некоторое уменьшение ширин резонансов. Следует обратить внимание на связь $|\Delta|$ и интенсивности соответствующей спектральной линии: значение $|\Delta|$ меньше на линиях с меньшей интенсивностью.

Дополнительные данные о свойствах ОМР-1200 можно получить из результатов экспериментов с использованием добавочного поперечного магнитного поля. Если предположить, что возникновение ОМР-1200 связано с изотропным спонтанным излучением, то численно можно рассчитать ожидаемую форму ОМР с учетом реального продольного профиля магнитного поля и различия вкладов в сигнал ОМР различных участков газоразрядной кюветы. Методика расчета аналогична таковой в работе [5] и заключается в использовании формулы (2) для случая, когда магнитное поле создается сканируемым соленоидом и дополнительным постоянным магнитом, а ПрОМК формируется модулирующим соленоидом:

$$I_d(H_z) = \int_0^L A_r(z) [\varphi(H_+) - \varphi(H_-)] \exp[-B_r(L-z)] dz,$$

$$\varphi(H) = \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (H - \Delta)^2}, \quad (5)$$

$$H_{\pm}(z) = \sqrt{[H_z G_z(z) + h_z(z)]^2 + h_{\perp}^2(z)} \pm H_m(z).$$

Здесь $I_d(H_z)$ – ПрОМК; $A_r(z)$ содержит дополнительную зависимость от продольной координаты, связанную с уменьшением вклада в $I_d(H_z)$ более удаленных от фотодетектора участков кюветы (см. [5]); H_z – z -компонента напряженности магнитного поля, пропорциональная току в сканируемом соленоиде; $h_z(z)$ и $h_{\perp}(z)$ – продольная и поперечная компоненты поля дополнительного постоянного магнита; $H_m(z)$ – поле, создаваемое модулирующим соленоидом, пропорциональное $G_m(z)$; $L = 400$ мм.

Формула (5) отражает одну из реализаций «метода производной», в которой модулируемое поле имеет форму меандра. При значениях $H_m(z)$, не превышающих ширины узкого резонанса, такая модуляция практически эквивалентна гармонической модуляции магнитного поля.

На рис.6,а приведены расчетные зависимости ПрОМК от H_z для $\Delta = 1200$ Гс при различных значениях коэффициента неселективного поглощения B_r : сплошные линии – расчет при $B_r = 0.001$ мм⁻¹, штриховые – при $B_r = 0.01$ мм⁻¹. Кривые 1 рассчитаны в условиях, когда допол-

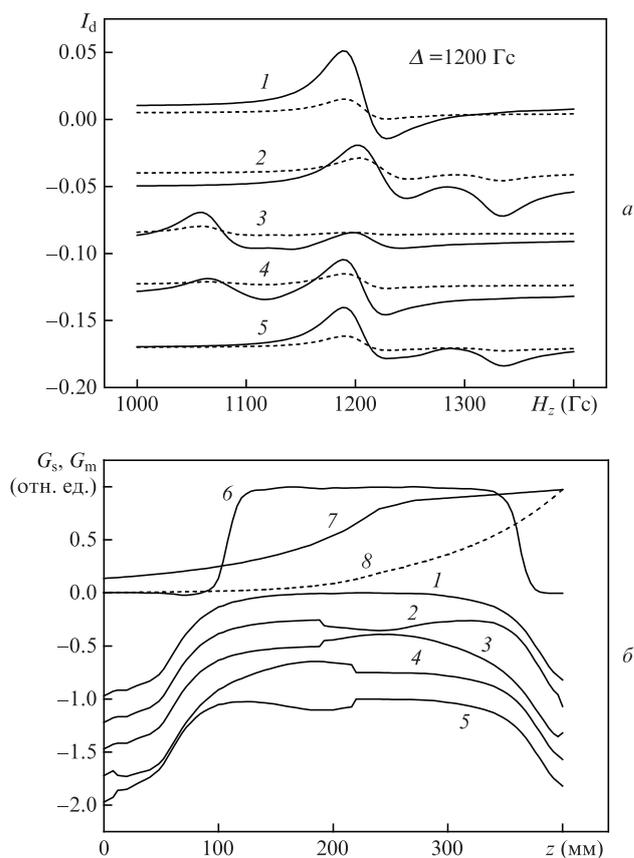


Рис.6. Рассчитанные зависимости ПрОМК от H_z при изотропном спонтанном излучении для различных профилей сканируемого магнитного поля, изменяемых полем дополнительного постоянного магнита (а), а также профили сканируемого (1–5) и модулирующего (6) магнитного поля и профили $A_r(z) \exp[-B_r(L-z)]$ при $B_r = 0.001$ (7) и 0.01 мм⁻¹ (8) (б).

нительный магнит отсутствует, кривые 2 и 3 соответствуют случаю, когда магнит помещен на ближнем по отношению к фотодетектору конце кюветы и имеет различную ориентацию (конфигурация соответствует кривым 2 и 3 на рис.5), а кривые 4 и 5 – когда магнит помещен на дальнем по отношению к фотодетектору конце кюветы и также имеет различную ориентацию (конфигурация соответствует кривой 1 на рис. 5). На рис.6,б кривая 1 отвечает профилю невозмущенного сканируемого магнитного поля $G_s(z)$, кривая 6 – профиль модулирующего магнитного поля $G_m(z)$, кривыми 2–5 показаны профили для результирующего сканируемого магнитного поля с учетом поля дополнительного магнита. Профилям, пронумерованным цифрами 2–5, соответствуют графики $I_d(H_z)$, обозначенные цифрами 2–5, на рис.6,а. Кривые 7 и 8 отвечают зависимостям от z произведения $A_r(z)\exp[-B_r(L - z)]$ при $B_r = 0.001$ и 0.01 мм⁻¹ соответственно.

В отсутствие дополнительного магнита (кривые 1 на рис.6,а) форма зависимости ПрОМК от H_z похожа на производную от лоренциана, центрированную вблизи $H_z = 1200$ Гс. Зависимость ПрОМК от H_z имеет нарушения симметрии относительно значения $H_z = 1200$ Гс из-за продольной неоднородности сканируемого магнитного поля в области пересечения $G_s(z)$ и $G_m(z)$. Асимметрия $I_d(H_z)$ увеличивается с увеличением B_r . Эффект связан с ростом вклада ближнего по отношению к положению фотодетектора участка кюветы, где главным образом сосредоточена неоднородность магнитного поля.

Добавка от поля постоянного магнита приводит к искажениям профиля сканируемого магнитного поля. В зависимости от ориентации и положения постоянного магнита его влияние сводится к появлению в $I_d(H_z)$ дополнительных резонансов на 1320 Гс (кривые 2 и 5 на рис.6,а) или на 1080 Гс (кривые 3 и 4 на рис.6,а). Амплитуды дополнительных резонансов больше, если магнит расположен ближе к фотодетектору. Возникновение и положение дополнительных резонансов главным образом связано со знаком $h_z(z)$. Если имеется участок профиля сканируемого магнитного поля, где $h_z(z)$ увеличивает проекцию суммарного поля на ось z , то в $I_d(H_z)$ возникает дополнительная структура при меньших значениях H_z и наоборот. Наличие или отсутствие $h_{\perp}(z)$ в результирующем поле на положение дополнительных структур в $I_d(H_z)$ заметного влияния не оказывает, но несколько меняет их форму.

Кривые 2–5 на рис.6,а для $B_r = 0.001$ и 0.01 мм⁻¹ имеют лишь количественные различия. Рост B_r приводит к уменьшению амплитуды, к увеличению асимметрии $I_d(H_z)$ и к меньшему влиянию дополнительного магнита при помещении его на дальнем по отношению к фотодетектору конце кюветы.

Сравнение формы экспериментальных ОМР-1200 (см. рис.5) с результатами расчета по формуле (5) выявляет существенные качественные различия. При экспериментальном наблюдении ОМР-1200 происходит практически полное разрушение узкого резонанса при приложении магнита к ближнему от фотодетектора участку кюветы. Если магнит помещается на дальнем от фотодетектора участке кюветы, то он заметного действия на форму ОМР-1200 не оказывает. Следовательно, ОМР-1200 формируется на ближнем к фотодетектору участке кюветы. Из сравнения профилей $G_s(z)$ и $G_m(z)$ (кривые 1 и 6 на рис.6,б) видно, что из-за конструктивных особенностей электромагнита профиль $G_m(z)$ смещен относительно про-

филя $G_s(z)$ в направлении фотодетектора. Из-за этого ближний к фотодетектору участок кюветы имеет большую область пересечения $G_m(z)$ с $G_s(z)$, где сканируемое магнитное поле неоднородно. На дальнем от фотодетектора участке кюветы зона такой неоднородности существенно меньше. Отсюда следует, что ОМР-1200 возникают лишь в зоне неоднородного магнитного поля.

Исчезновение ОМР-1200 независимо от ориентации дополнительного магнита на кривых 2 и 3 (рис.5), по-видимому, следует связать с действием именно поля $h_{\perp}(z)$, которое отклоняет результирующий вектор поля от оси z на 14° . Но тогда спонтанное излучение изотопической пары атомов, ответственных за формирование ОМР-1200, должно иметь сильную анизотропию диаграммы направленности.

Преимущественное возникновение ОМР-1200 в зоне неоднородного магнитного поля и анизотропия диаграммы направленности излучения могут быть обусловлены анизотропным возбуждением уровней $2p_5$ и $2p_{10}$ $2p$ -мультиплета, с которых разрешен электрический дипольный переход на метастабильный уровень $1s_5$. Анизотропия при аксиальной симметрии возникает вследствие того, что при напряженностях магнитного поля ~ 1200 Гс излучение, распространяющееся вдоль направления магнитного поля, для каждой из круговых поляризаций расщепляется на три неперекрывающиеся спектральные линии из-за аномального эффекта Зеемана. Вероятность переходов для каждой линии пропорциональна квадрату модуля коэффициента Клебша–Гордана:

$$\begin{aligned} W(J_m, M_m, J_n, M_n, \sigma) &\propto |\langle J_m M_m J_n - M_n | 1\sigma \rangle|^2 \\ &= |\langle J_m M_m J_n (-M_m + \sigma) | 1\sigma \rangle|^2 \\ &= |\langle J_m (M_m + \sigma) J_n - M_n | 1\sigma \rangle|^2. \end{aligned}$$

Здесь M_m, M_n – проекции J_m, J_n на ось z ; σ – поляризация излучения. Для переходов $2p_5 - 1s_5$ и $2p_{10} - 1s_5$ с $J_m = 1$ и $J_n = 2$ имеют место соотношения:

$$\begin{aligned} W(1, 1, 2, 2, -1)/W(1, 0, 2, 1, -1)/W(1, -1, 2, 2, -1) \\ = W(1, -1, 2, -2, 1)/W(1, 0, 2, -1, 1)/W(1, 1, 2, 0, 1) \\ = 6/3/1. \end{aligned}$$

Это приводит к обеднению магнитных подуровней с $M_m = \pm 1$ для каждого из изотопов, а переходы именно с этих подуровней обладают требуемым значением разности частот переходов и могут отвечать за формирование смещенных ОМР-1200. Фактически имеет место явление оптической накачки подуровней $M_n = \pm 2$ метастабильного уровня $1s_5$. Вернуть заселенность на магнитные подуровни с $M_m = \pm 1$ способно лишь излучение с подуровней с $M_m = 0$ верхнего уровня с соответствующей поляризацией, которое является сильно нерезонансным в однородном магнитном поле. Неоднородность магнитного поля уменьшает эту нерезонансность и способствует обратной перекачке атомов с подуровней с $M_n = \pm 2$ метастабильного уровня на подуровни с $M_m = \pm 1$, тем самым играя положительную роль в формировании ОМР-1200. Анизотропия в возбуждении уровней приводит к значительной анизотропии спонтанного испускания, что демонстрируют опыты с дополнительным магнитным полем.

5. Заключение

Совокупность экспериментальных данных, представленных в настоящей работе, указывает на то, что ОМР-1200, наблюдавшиеся в излучении различных спектральных линий неона, имеют одинаковое происхождение. Наилучшими претендентами на роль родительских являются переходы $2p_5-1s_5$ и $2p_{10}-1s_5$, имеющие изотопические сдвиги 1225 и 1200 Гс (см. [3]). Резонансы проявляются в уменьшении интенсивности общего свечения разряда и незначительно изменяют заселенности уровней родительских переходов.

Перепоглощение собственного спонтанного излучения в системе термов неона приводит к переносу части заселенности уровней $1s_5$, $2p_5$, $2p_{10}$ на более высоковозбужденные уровни, имеющие существенно меньшие равновесные заселенности. С этим обстоятельством связано возникновение ОМР-1200 со значительно большим контрастом на спектральных линиях мультиплетов $4d-2p$, $3d-2p$ и $3s-2p$.

Асимметрия формы ОМР-1200 относительно резонансного значения магнитного поля дает основание утверждать, что резонансы возникают в зоне продольной неоднородности магнитного поля. Эксперименты с дополнительным поперечным магнитным полем являются прямым подтверждением этого эффекта. Кроме этого установлено, что спонтанное излучение коллектива, состоящего из пары изотопов неона, имеет довольно сильную анизотропию с диаграммой направленности, вытянутой вдоль направления магнитного поля.

Полученные результаты вполне согласуются с гипотезой образования ОМР-1200 при пересечении частот переходов разных изотопов, обладающих аномальным эффектом Зеемана и взаимодействующих с излучением с круговой поляризацией. Эта гипотеза удовлетворительно объясняет возникновение ОМР в излучении, распространяющемся преимущественно вдоль направления магнитного поля даже в условиях изотропного возбуждения вырожденных уровней. Анизотропия возбуждения, возникающая при пленении излучения, дополнительно обостряет диаграмму направленности излучения, связанного с ОМР.

В настоящей работе мы совершенно не касались оптико-магнитных структур, которые наблюдаются при малых значениях магнитного поля (± 250 Гс). Эти структуры

являются малоcontrastными, довольно широкими, на них иным образом действует добавочное поперечное магнитное поле, лишь меняя положение резонансов. Мало смещенные структуры тем не менее также имеют изотопическую природу и наблюдаются лишь в смеси изотопов неона (см. [4]). Их свойства, качественно отличающиеся от контрастных сильно смещенных ОМР-1200, будут выясняться в дальнейших исследованиях.

Следует обратить внимание на не очень понятную асимметрию амплитуд ОМР-1200 для разных знаков магнитного поля. Асимметрия в амплитуде резонансов может достигать 25% и наблюдается во всех опытах. При этом интенсивности спектральных линий, одновременно измеряемые фотодетектором для разных знаков сканируемого магнитного поля, различаются не более чем на 1%. Это означает, что данная асимметрия не может быть объяснена изменением положения элементов оптической схемы под действием магнитного поля сканируемого соленоида. Не исключено, что она вызывается дополнительным поперечным магнитным полем слабой напряженности, связанным с полем Земли, полем тока разряда или полем, возникающим из-за перемагничивания стальных элементов экспериментальной установки.

Работа выполнена в рамках государственного проекта Программы П.10.2 «Фундаментальные проблемы взаимодействия лазерного излучения с однородными и структурированными средами» и при содействии Государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-4447.2014.2).

1. Saprykin E.G., Sorokin V.A. *IV Int. Symp. «Modern Problems of Laser Physics»* (Novosibirsk, 2004).
2. Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А. В сб. *Труды IV международной конф. «Проблемы фундаментальной оптики»* (С.-Пб., 2006).
3. Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **143**, 622 (2013).
4. Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А. *Оптика и спектроскопия*, **117**, 20 (2014).
5. Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 573 (2010).
6. Стриганов А.Р., Свентицкий Н.С. *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов* (М.: Атомиздат, 1966).
7. Фриш С.Э. *Спектроскопия газоразрядной плазмы* (Л.: Наука, 1970).
8. Пенкин Н.П. *Оптика и спектроскопия*, **2**, 545 (1957).
9. Пенкин Н.П. *Оптика и спектроскопия*, **23**, 878 (1967).