Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.4, стр.241 - 246 © 1996г. 25 августа

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ЗЕЕМАНОВСКОМ ИОННОМ ЛАЗЕРЕ

С.А.Бабин, С.И.Каблуков, М.А.Кондратенко, Д.А.Шапиро[1)]

Институт автоматики и электрометрии Сибирское отделение РАН

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 июля 1996 г.

Зарегистрирован и исследован узкий интерференционный резонанс в зависимости мощности одномодового ионного лазера от магнитного поля. Выполнен расчет нелинейного интерференционного эффекта в зеемановском лазере с учетом кулоновской диффузии в пространстве скоростей. Обнаружено значительное изменение формы двухфотонного резонанса по сравнению с бездиффузионным случаем.

PACS: 32.60.+i, 32.70.Jz, 42.62.Fi

Методы нелинейной спектроскопии, благодаря своей высокой чувствительности, широко применяются в исследованиях атомных и молекулярных переходов в условиях большого доплеровского уширения. Нелинейная спектроскопия ионов в плазме имеет ряд принципиальных отличий, связанных как с многочастичным характером кулоновского взаимодействия заряженных частиц [1], так и с влиянием внешних электрических и магнитных полей на движение ионов [2, 3]. Одним из ярких проявлений плазменной специфики является обнаруженное уширение в 2–4 раза провала Лэмба (эффект насыщения) в аргоновых лазерах за счет кулоновского ион-ионного рассеяния (см. [4] и цитируемую там литературу). Наряду с насыщением, в нелинейных спектрах можно наблюдать также нелинейный интерференционный эффект (НИЭФ), вызванный смешиванием квантовых состояний полем световой волны. Вопрос о влиянии интерференции на спектры ионов в плазме исследован менее детально. В работе [5] найдено асимптотическое разложение работы пробного поля в трехуровневой системе в пределе сильной диффузии и показано, что двухфотонный пик приобретает форму квадратного корня из лоренцевского профиля

$$\mathrm{Re}[Dk^2(\Gamma - i\varepsilon)]^{-1/2} \sim \left(\frac{\Gamma + (\Gamma^2 + \varepsilon^2)^{1/2}}{\Gamma^2 + \varepsilon^2}\right)^{1/2}, \tag{1}$$

где Γ – ширина запрещенного перехода, ε – разница отстроек сильного и пробного полей от резонанса со смежными переходами, D – коэффициент диффузии в пространстве скоростей. Такое разительное отличие от обычного лоренцевского контура, который наблюдается в бездиффузионном случае, должно проявляться в трехуровневом ионном лазере. Однако прямого экспериментального исследования эффекта до настоящего времени не было. Косвенное измерение выполнено в работе [6], где наблюдалась совместная генерация линий ArII – 488 и 514 нм, отвечающих смежным переходам с общим нижним уровнем. Ширина резонанса оказалась примерно вдвое больше, чем однородная ширина линии. В то же время диагностика ионной плотности в плазме

[1)]e-mail: Shapiro@iae.nsk.su

не проводилась, что затрудняло интерпретацию результатов. Авторы отнесли наблюдаемое отличие к штарковскому уширению.

В настоящей работе для проверки теории диффузионного контура НИЭФ использован зеемановский одномодовый ионный лазер, в котором частота поля фиксирована, а уровни смещаются магнитным полем [7]. Двухфотонные переходы могут идти между магнитными подуровнями двухуровневой системы. Кроме того, параллельная независимая диагностика плазмы позволяет интерпретировать результаты с большей определенностью. Магнитооптические эффекты в многомодовом ионном лазере исследовались в [8, 9], однако узкие резонансы не выделялись и кулоновская диффузия не учитывалась.

1. **Теоретическая модель.** Рассмотрим случай взаимодействия линейно поляризованного излучения с переходом частицы $m-n$. Известно, что включение внешнего продольного магнитного поля H соответствует перестройке переходов без изменения проекции M углового момента J ($\Delta M = 0$) в переходы $\Delta M = \pm 1$. Будем рассматривать системы уровней с полуцелым моментом: для перехода с моментом $J_m = J_n = 1/2$ такая перестройка не дает принципиальных изменений, см. рис.1a. Наличие уровней с бо́льшими моментами приводит к формированию двухфотонных переходов $\Delta M = \pm 2$. Систему $J_m = 3/2$, $J_n = 1/2$ можно представить в виде двух V-схем, где роль полей, резонансных смежным переходам играют волны со встречными круговыми поляризациями излучения. Кроме того, если вероятность спонтанного излучения A_{mn} много меньше полной скорости распада верхнего уровня Γ_m, то можно рассматривать эти V-схемы независимо друг от друга.

Воспользуемся методом расчета диффузионного контура нелинейного резонанса по теории возмущений [5], где были получены выражения для работы пробной волны (ω_μ, k_μ) в присутствии сильного поля (ω, k) на смежном переходе в трехуровневой схеме V-типа, оба поля были представлены в виде бегущих волн. По аналогии выписываем систему уравнений для матрицы плотности ρ_{ij} для стоячих волн в V-схеме с диффузионным интегралом столкновений:

$$S = D\Delta_v \rho_{ij}, \tag{2}$$

где $D = \nu_{ii} v_T^2/2$, $\nu_{ii} = 16\sqrt{\pi} N_i e^4 \Lambda / 3 m_i^2 v_T^3$ – эффективная транспортная частота ион-ионных столкновений, N_i, v_T – концентрация и тепловая скорость ионов.

В нашем случае существенным является условие точного равенства частот и волновых чисел пробного и сильного полей, $\omega = \omega_\mu, k = k_\mu$. При этом соответствующие отстройки от резонансов для первой и второй V-схем (см. рис.1a) равны соответственно:

$$\Omega_1 = \Omega_o + \frac{\mu_B H}{\hbar}((g_m - g_n)/2 + g_m), \qquad \Omega_{\mu 1} = \Omega_o + \frac{\mu_B H}{\hbar}((g_m - g_n)/2 - g_m),$$
$$\Omega_2 = \Omega_o - \frac{\mu_B H}{\hbar}((g_m - g_n)/2 - g_m), \qquad \Omega_{\mu 2} = \Omega_o - \frac{\mu_B H}{\hbar}((g_m - g_n)/2 + g_m),$$

где $\Omega_o = \omega - \omega_o, \omega_o$ – боровская частота перехода, g_j – фактор Ланде верхнего m и нижнего n уровней соответственно, μ_B – магнетон Бора.

Матричные элементы дипольного взаимодействия светового поля с соответствующими переходами $|G(J_m, M_m \to J_n, M_n)| = \left|\left(\mathbf{E}\ \mathrm{d}(J_m, M_m \to J_n, M_n)\right)/(2\hbar)\right|$, где $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, $\mathrm{d}(J_m, M_m \to J_n, M_n)$ – матричный

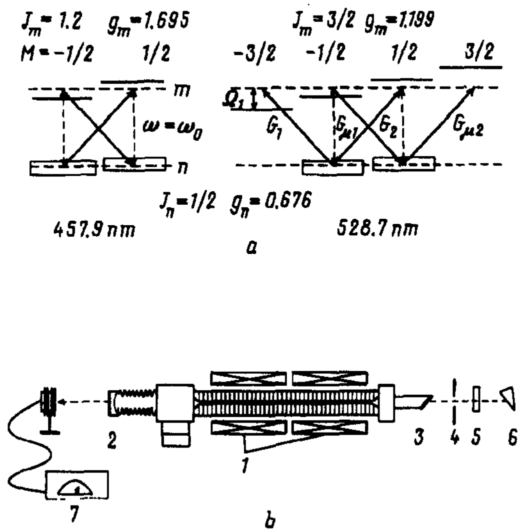

Рис.1

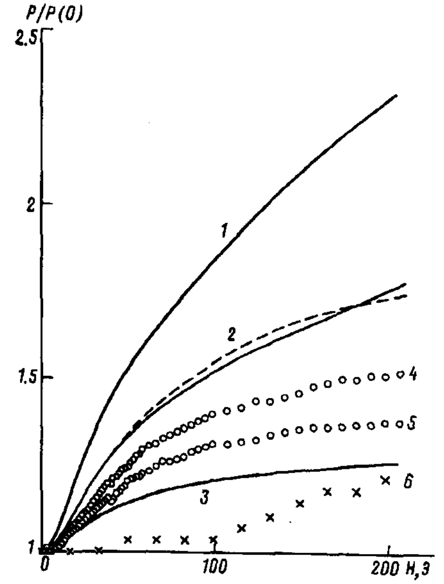

Рис.2

Рис.1. *a* – Схема переходов между магнитными подуровнями для линий 457.9 нм и 528.7 нм. *b* – Схема экспериментальной установки

Рис.2. Расчетные кривые для мощности генерации одномодового зеемановского лазера в зависимости от магнитного поля при $\Omega_o = 0, \Gamma_m/\Gamma_n = 0.1$ и различных значений диффузионного параметра $p = Dk^2/\Gamma_n^3 = 0(1); 0.35(2); \infty(3)$. Сплошная и штриховая кривые построены с помощью численного расчета интегралов (4) и приближений аналитической формулы (5) соответственно. Экспериментальные значения для линии 528.7 нм при различных значениях превышения $X = 1.3(4); 1.5(5)$ и для линии 457.9 нм при $X = 1.3(6)$

элемент дипольного момента, обозначим как $G_1, G_{\mu 1}, G_2, G_{\mu 2}$, (см. рис. 1). Учитывая соотношения дипольных моментов для магнитных подуровней перехода $3/2 \to 1/2$, получим: $|G_1|/|G_{\mu 1}| = |G_{\mu 2}|/|G_2| = \sqrt{3}$, $|G_1| = |G_{\mu 2}|$, $|G_{\mu 1}| = |G_2|$.

Вычисляем работу поля стоячей волны по теории возмущений по полям $G_j, G_{\mu j}$ для отдельной V-схемы, в отличие от [5] G_j и $G_{\mu j}$ считаем величинами одного порядка. Для оптически тонкой среды суммарную по двум V-схемам работу поля приравниваем потерям ρ за полный обход резонатора. В итоге для мощности генерации получим

$$P = ts\frac{2\pi^2 c\hbar}{\lambda^3 A_{mn}}\frac{16\Gamma_n^2}{3}\left(\frac{2g_o l}{\rho} - 1\right)f(H)^{-1}, \tag{3}$$

где g_0 – ненасыщенный коэффициент усиления, l – длина активной среды, t – пропускание зеркала, s – сечение пучка, функция $f(H)$ выражается через однократные интегралы:

$$f(H) = \int_0^\infty dy \exp\left(-\frac{2\Gamma_{mn}}{\Gamma_n}y - \frac{2}{3}py^3\right) \times$$

$$\times\left[\left(\frac{1}{1+py^2}+\frac{1}{\Gamma_m/\Gamma_n+py^2}\right)\left(\frac{1}{3}\cos^2\left(\frac{\Omega_{\mu1}}{\Gamma_n}y\right)+3\cos^2\left(\frac{\Omega_{\mu2}}{\Gamma_n}y\right)\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{1+py^2}\left(\cos\left(\frac{2\Omega_o}{\Gamma_n}y\right)\cos\left(\frac{\Omega_{\mu1}-\Omega_{\mu2}+\Omega_1-\Omega_2}{2\Gamma_n}y\right)+\cos\left(\frac{\varepsilon}{\Gamma_n}y\right)\right)\right]+$$

$$+\mathrm{Re}\left\{\int_0^\infty dy\frac{\exp\left(-\frac{2\Gamma_{mn}}{\Gamma_n}y-\frac{2}{3}py^3\right)}{((\Gamma_m-i\varepsilon)/\Gamma_n)+py^2}\left(\exp\left(i\frac{\varepsilon}{\Gamma_n}y\right)+\frac{\exp\left(i\frac{2\Omega_{\mu_1}}{\Gamma_n}y\right)+\exp\left(i\frac{2\Omega_{\mu_2}}{\Gamma_n}y\right)}{2}\right)\right\}, \tag{4}$$

где $\varepsilon=-2\frac{\mu_B H}{\hbar}g_m$, $p=Dk^2/\Gamma_n^3$ - диффузионный параметр. Два интеграла соответствуют резонансу насыщения (аналог провала Лэмба при обычном сканировании частоты) и НИЭФ с учетом полевого расщепления соответственно. Асимптотическое разложение функции $f(H)$ для больших значений $p\geq 1$ при $\varepsilon,\Omega_o\ll\Gamma_n$ имеет вид:

$$f(H)=\frac{\pi}{2\sqrt{p}}\left(\frac{10}{3}\left(1+\sqrt{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_m}}\right)+2\right)+$$

$$+\frac{\pi\sqrt{\Gamma_n}}{\sqrt{2\Gamma_m p}}\sqrt{\frac{1+\sqrt{1+(\varepsilon/\Gamma_m)^2}}{1+(\varepsilon/\Gamma_m)^2}}-\frac{32}{3}\cdot\frac{(2/3)^{1/3}\Gamma(2/3)}{p^{2/3}}. \tag{5}$$

Сравнение формулы (5) с результатами численного расчета суммы интегралов (4), приведено на рис.2. Зависимость $f(H)$ имеет двухмасштабный вид. Диффузионная ширина провала Лэмба растет как $\Gamma_n p^{1/2}\sqrt{\Gamma_n/\Gamma_m}$ и при $p\sim 1$ в 3 раза превышает однородную. Асимптотическое разложение приводит к контуру типа корня из лоренциана для НИЭФ (второе слагаемое в (5)), который шире лоренциана с шириной Γ_m в 2.5 раза [5]), при этом спектральная зависимость провала Лэмба пропадает, и он заменяется константой, зависящей от p, с чем и связано расхождение аналитической и численной кривых при больших отстройках. Выполненное сравнение показывает, что при $p\geq 0.3$, формула (5) достаточно хорошо описывает форму НИЭФ, при сильно различающихся константах релаксации уровней.

2. Эксперимент. Выбор линий для исследования НИЭФ осуществляется исходя из следующих соображений, см. рис.1*а*: линия 457.9 нм $(4p^2S_{1/2}-4s^2P_{1/2})$, единственная из линий аргонового лазера с моментом $J_m=J_n=1/2$; линия 528.7 нм $(4p^4D_{3/2}-4s^2P_{1/2})$ - с тем же нижним уровнем имеет угловой момент верхнего уровня 3/2 (рис.1). В данном случае условие $A_{mn}\ll\Gamma_m$, хорошо выполняется ($A_{mn}=1.4\cdot 10^6$ с$^{-1}$, $\Gamma_m^o=1.7\cdot 10^8$ с$^{-1}$ - радиационная константа релаксации [11]). Константа релаксации нижнего уровня $\Gamma_n=3\cdot 10^9$ с$^{-1}\gg\Gamma_m$[11]. В эксперименте наряду с магнитооптическим может наблюдаться магнитоплазменный эффект (МПЭ). Для усиления диффузии необходимо увеличивать концентрацию заряженных частиц, например, повышая ток разряда. При этом, благоприятным фактором является уменьшение относительного изменения $P(H)$ из-за МПЭ с ростом тока [11], однако при большой степени ионизации следует обращать внимание на однородность

разряда и изменение концентрации нейтралов N_a в магнитном поле. Последний эффект минимизируется выбором схемы с продольным потоком газа [12]. При этом N_a =const и концентрация ионов линейно растет с током. Схема эксперимента приведена на рис.1*b*. Диаметр разрядного канала лазера составлял 5 мм, длина активной части 0.5 м. Рабочий ток варьировался в диапазоне 70÷100 А. Магнитное поле создавалось двухсекционным соленоидом *1*. Со стороны катода располагалось зеркало с вакуумным креплением *2*, со стороны анода крепилось окно Брюстера *3*, диафрагма *4*, эталон *5* для селекции мод и призма Литтрова *6* для селекции линии. Размер диафрагмы был существенно меньше диаметра разрядного канала. Измерителем мощности *7* регистрировалась выходная мощность лазера.

На рис.2 вместе с теорией представлены зависимости $P(H)$ в одномодовом режиме при $\Omega_o = 0$ для линий 528.7 нм и 457.9 нм. Сравнение показывает, что узкий резонанс наблюдается для перехода $3/2 \to 1/2$ и отсутствует для перехода $1/2 \to 1/2$. Плавный рост для линии 457.9 нм связан главным образом с широким резонансом насыщения. Вклад МПЭ проверялся в схеме многомодового лазера без поляризующих элементов (с внутренними зеркалами): для обеих линий были получены зависимости, близкие к константе, со слабым ростом при $H \sim 200$ Э. Далее из рис.2 можно провести сравнение формы узкого резонанса с расчетом. Теоретическая кривая *2* соответствует экспериментальным условиям без подгоночных параметров. Значения коэффициента диффузии $D = 6.6 \cdot 10^{17}$ см·с$^{-3}$ и константы релаксации верхнего уровня с учетом тушащих столкновений $\Gamma_m = 4.7 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ определялись независимо. Измерялись температура ионов $T \simeq 1$ эВ спектроскопическим методом, концентрация электронов $N_e = 3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ интерферометрическим методом [13], ненасыщенный коэффициент усиления $g_o = 6 \cdot 10^{-4}$ см$^{-1}$ и интенсивность насыщения $I_s \propto \Gamma_m \cdot v_T = 6.3$ кВт/см^2, что позволяет вычислить константу релаксации Γ_m и превышение усиления над потерями $X = 2g_o l/\rho$.

3. Обсуждение результатов. Представленные на рис.2 экспериментальные зависимости $P(H)$ в одномодовом режиме близки по форме к расчетным в диффузионном приближении. Расчет без учета диффузии дает принципиально другой вид зависимости: узкий резонанс имеет бóльшую амплитуду, отсутствие уширения провала Лэмба обуславливает резкий рост при больших полях. Отметим, что эксперимент проводился при сравнительно высоких превышениях над порогом, поскольку при $X - 1 \ll 1$ наблюдалось искажающее форму влияние магнитного поля на параметр X. Такое влияние может быть обусловлено как изменением $g_o(H)$ из-за МПЭ, так и изменением потерь $\rho(H)$ (из-за поляризационных, линзовых эффектов и т.п., см., например, [4]). В рамках теории возмущений резонанс $f(H)$ не зависит от превышения X, однако в эксперименте зависимость наблюдается уже при $X \geq 1.3$. Отмеченная в [5] корневая зависимость амплитуды НИЭФ $p^{-1/2}$ при нормировке на значение мощности при нулевой отстройке $P(0) \sim p^{-1/2}$ (см. формулу (??)) практически исчезает. В условиях эксперимента параметр p варьировался на 30%, что влияет на глубину резонанса гораздо слабее, чем изменения превышения над порогом.

Таким образом, в работе зарегистрирован НИЭФ в зеемановском одномодовом ионном лазере. Показано, что форма НИЭФ резонанса определяется диффузией в пространстве скоростей, построенная диффузионная модель достаточно хорошо согласуется с экспериментом с точностью до поправок, связанных с полевым уширением.

Авторы выражают благодарность А.М.Шалагину за полезные обсуждения. Настоящая работа частично поддержана РФФИ (грант 96-02-19052) и МНТП "Оптика. Лазерная физика".

---

1. Г.И.Смирнов, Д.А.Шапиро, ЖЭТФ **76**, 2084 (1979).
2. М.И.Дьяконов, ЖЭТФ **49**, 1169 (1965).
3. А.Ф.Кольченко, Г.И.Смирнов, ЖЭТФ **71**, 925 (1976).
4. S.A.Babin and D.A.Shapiro, Phys. Rep. **241**, 119 (1994).
5. С.Г.Раутиан, Д.А.Шапиро, ЖЭТФ **94**, 110 (1988).
6. В.В.Лебедева, А.И.Одинцов, Н.А.Главатских и др., ЖПС **41**, 385 (1984).
7. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, ЖЭТФ **50**, 488 (1966).
8. Г.Н.Алферов, В.П.Драчев, В.К.Мезенцев, Г.И.Смирнов, Квант. электрон. **16**, 945 (1989).
9. G.Moruzzi, F.Strumia, and N.Beverini, In *Hanle effect and level crossing spectroscopy*, Plenum Publ.Co: New York - London, chapt.VI, 1990.
10. B.F.Luyken, Physica **60**, 447 (1972).
11. А.А.Аполонский, С.А.Бабин, В.И.Донин, А.В.Никонов, Квант. электрон. **15**, 922 (1988).
12. С.А.Бабин, Т.Ю.Еременко, М.А.Кондратенко, А.Е.Куклин, Квант. электрон. **23**, 518 (1996).
13. Г.И.Алферов, С.А.Бабин, В.П.Драчев, Оптика и спектроскопия **63**, 348 (1987).