

© 1990 г.

ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

М. Г. Козлов, С. Г. Порсев

В работе обсуждаются P -нечетные эффекты при распространении света в продольном магнитном поле. Показано, что P -нечетный набег фазы световой волны δ_p , зависящей от корреляции \mathbf{Hk} , достигает в оптимальном магнитном поле той же величины, что и P -нечетное вращение плоскости поляризации. В линейной и нелинейной оптике оптимальные поля H_0 и H_0' различаются на несколько порядков. Для $6p_{1/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ перехода в таллии $|\delta_p| \sim 10^{-7}$, $H_0 \sim 10^3$ Э, $H_0' \sim 10^{-2}$ Э.

В последнее время стали обсуждаться возможности, которые дает нелинейная оптика для экспериментов по поиску нарушения фундаментальных симметрий, связанных с пространственной инверсией (P) и с обращением времени (T) [1, 2]. В этой работе мы хотим на простом примере исследовать влияние нелинейности на ряд эффектов, обсуждавшихся в [3, 4] ¹⁾.

Для этого мы рассмотрим переход между атомными уровнями с полными моментами $F=0$ и $F'=1$ в плоскополяризованном лазерном луче, направленном вдоль постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Эта модельная система использовалась для изучения нелинейного эффекта Фарадея [9–12]. В ней может наблюдаться несколько эффектов, связанных с несохранением P -четности, соответствующих корреляциям \mathbf{sk} и \mathbf{Hk} , где \mathbf{s} и \mathbf{k} — спин и направление распространения фотона. Переход к большим параметрам насыщения приводит, как и в случае эффекта Фарадея, к усилению P -нечетных эффектов, связанных с корреляцией \mathbf{Hk} .

Из общих соображений можно ожидать, что при учете конечных шириин атомных уровней аналогичные эффекты могут возникать и за счет P , T -нечетных взаимодействий. Однако в работе [3] было показано, что в линейной оптике это не так. Ниже мы докажем, что и при учете нелинейности P , T -нечетные эффекты не появляются.

Для наблюдения эффектов несохранения четности предпочтительнее работать на магнитно-индуцированных (MI) переходах [13]. Это связано с тем, что трудно иметь одновременно оптическую длину, сравнимую с длиной поглощения, и большой параметр насыщения; первое условие обеспечивает оптимальное отношение сигнал — шум и требует больших плотностей газа, тогда как второе условие выполнимо лишь при малых ударных ширинах. По-видимому, компромиссная ситуация осуществляется для $6p_{1/2}(F=0, 1) \rightarrow 6p_{3/2}(F=1, 2)$ перехода в таллии [13, 14]. Для него длина поглощения $L_0 \sim 1$ м при концентрации $N \sim 10^{14}$ см⁻³. При этом ударная ширина $\Gamma_\gamma \sim 10^4$ Гц [13, § 6.2], что позволяет насытить этот переход при мощности лазера ~ 10 мВт.

¹⁾ Ранее [5–8] те же эффекты обсуждались применительно к среде, состоящей из киральных молекул. Такая среда неинвариантна относительно инверсии P при условии, что концентрации изомеров разного знака различны.

Взаимодействие атома со световой волной

Будем считать, что ось квантования Z направлена по магнитному полю, а лазерный луч параллелен ему. Тогда

$$\mathbf{E} = E(z) \mathbf{e}(z) \cos \chi, \quad \chi = \omega t - kz. \quad (1)$$

Как отмечалось в [12], влияние среды на поле (1) можно описывать обобщенным вектором поляризации

$$\mathbf{\Pi} = \mathbf{P} - [\mathbf{v}\mathbf{M}] = (\Pi_1 \cos \chi + \Pi_2 \sin \chi) \mathbf{e} + (\Pi_3 \cos \chi + \Pi_4 \sin \chi) [\mathbf{v}\mathbf{e}], \quad (2)$$

где \mathbf{P} и \mathbf{M} — векторы электрической и магнитной поляризации, а $\mathbf{v} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ — направление распространения волны. Четыре компоненты поляризации (2) определяют дисперсию, поглощение, дихроизм и оптическое вращение.

Оператор взаимодействия поля (1) с атомом выражается через операторы электрического и магнитного моментов $\hat{\mathbf{D}}$ и $\hat{\boldsymbol{\mu}}$:

$$\hat{V} = -(\hat{\mathbf{D}} - [\mathbf{v}\hat{\boldsymbol{\mu}}]) \mathbf{E} \equiv -\hat{\Pi} \mathbf{E}. \quad (3)$$

Поляризация (2) также выражается через оператор $\hat{\Pi}$:

$$\mathbf{\Pi} = \langle S_P(\hat{\Pi}\rho) \rangle, \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по скоростям атомов, а ρ — матрица плотности.

Будем считать, что два состояния атома с $F=0$ и $F=1$ связаны $M1$ -переходом, амплитуда которого, согласно (3), равна

$$A_a = -iqv\mu_q e_{-q} E, \quad (5)$$

где $q = \pm 1$ нумерует сферические компоненты векторов $\boldsymbol{\mu}$ и \mathbf{e} , а магнитное поле волны выражено через электрическое поле (1). Несохраняющие четность взаимодействия приводят к появлению электрической дипольной амплитуды [13]

$$A_D = (i\eta_P + \eta_{P,T}) D_q e_{-q} E. \quad (5a)$$

В этом выражении η_P определяется примесью состояний противоположной четности за счет P -нечетного взаимодействия, а $\eta_{P,T}$ — за счет P , T -нечетного взаимодействия. В результате амплитуда перехода

$$|F=0, m=0\rangle \rightarrow |F'=1, m'=q\rangle$$

оказывается равной

$$A = -iqv(\mu_q + qv(-\eta_P + i\eta_{P,T}) D_q) e_{-q} E. \quad (6)$$

С точностью до первого порядка по η_P и $\eta_{P,T}$ в этой амплитуде выделяется фазовый множитель

$$A = \exp[iqv(\eta_{P,T} D_q / \mu_q - \pi/2)] (\mu_q - qv\eta_P D_q) e_{-q} E. \quad (6a)$$

Таким образом, несохранение P -четности приводит к различию абсолютных величин амплитуд переходов $0 \rightarrow +1$ и $0 \rightarrow -1$, тогда как одновременное нарушение P - и T -четностей порождает дополнительную фазу.

Устраним фазовый множитель в (6a) фазовым преобразованием. Тогда, направив ось X по вектору поляризации волны, мы получим в базисе состояний $|+\rangle \equiv |1, 1\rangle$, $|-\rangle \equiv |1, -1\rangle$, $|0\rangle \equiv |0, 0\rangle$ следующее выражение для гамильтониана системы:

$$H_0 + V = \begin{vmatrix} \omega_0 + \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \omega_0 - \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & 0 & \alpha_+ \\ 0 & 0 & \alpha_- \\ \alpha_+^* & \alpha_-^* & 0 \end{vmatrix} \cos \chi, \quad (7)$$

где $\varepsilon = -\mu_0 H_0$ — зеемановское расщепление, ω_0 — частота перехода, H_0 —

внешнее поле,

$$\alpha_{\pm} = \alpha(1 \pm \delta_P), \quad \alpha = 2^{-1/2} \mu_1 E, \quad (8)$$

$$\delta_P = -v \eta_P D_1 / \mu_1.$$

Очевидно, что в новом фазовом соглашении множитель η_P , τ исчез не только из гамильтониана (7), но и из поляризации (4), компоненты (2) которой можно выразить через амплитуду (6а). В результате, мы убеждаемся в том, что P , T -нечетное взаимодействие не меняет наведенную электромагнитной волной поляризацию Π и, следовательно, не сказывается на прохождении света через вещество. Для линейного случая это было доказано в работе [3].

Уравнения для матрицы плотности атома

При рассмотрении эффекта Фарадея [12] для переходов $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 0$, которым соответствуют так называемые V - и Λ -системы, результаты оказывались существенно различными. Это связано с тем, что для EI -перехода ширина верхнего уровня много больше, чем ширина нижнего. Для MI -перехода, напротив, радиационная ширина мала по сравнению с шириной, определяемой временем взаимодействия атома со световой волной. Поэтому в нашем случае ширины обоих уровней одного порядка и результаты для V - и Λ -систем принципиально не отличаются друг от друга. Для определенности мы рассмотрим V -систему (рис. 1).

В стационарном режиме уравнения для элементов матрицы плотности ρ имеют следующий вид [15]:

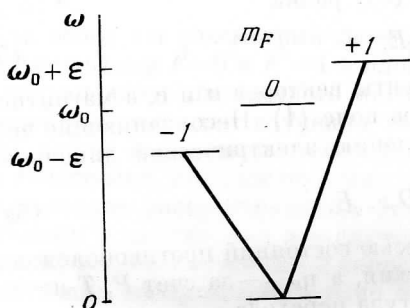


Рис. 1. Переход $F=0 \rightarrow F'=1$ в плоскополяризованном поле волны, распространяющейся вдоль магнитного поля. Линиями соединены уровни, связанные полем волны

$$\begin{aligned} \gamma_1 \rho_{++} &= -\text{Im}(\alpha_+^* x_{+0}) + \lambda_1, \\ \gamma_1 \rho_{--} &= -\text{Im}(\alpha_-^* x_{-0}) + \lambda_1, \\ \gamma_0 \rho_{00} &= \text{Im}(\alpha_+^* x_{+0} + \alpha_-^* x_{-0}) + \lambda_0, \\ (\gamma + 2i\varepsilon) \rho_{+-} &= \frac{1}{2} i (\alpha_-^* x_{+0} - \alpha_+^* x_{-0}^*), \\ [\Gamma + i(\Delta + \varepsilon)] x_{+0} &= \frac{1}{2} i \alpha_+ (\rho_{++} - \rho_{00}) + \\ &\quad + \frac{1}{2} i \alpha_- \rho_{+-}, \\ [\Gamma + i(\Delta - \varepsilon)] x_{-0} &= \frac{1}{2} i \alpha_- (\rho_{--} - \rho_{00}) + \\ &\quad + \frac{1}{2} i \alpha_+ \rho_{+-}, \\ x_{\pm 0} &\equiv e^{i\omega t} \rho_{\pm 0}. \end{aligned} \quad (9)$$

В этих уравнениях λ_i и γ_i описывают соответственно некогерентную накачку на уровни 0 и \pm и их ширины, γ и Γ — ширины переходов ($\gamma \geq \gamma_1$, $\Gamma \geq (\gamma_0 + \gamma_1)/2$), $\Delta = \omega_0 - \omega$ — отстройка от резонанса. Система (9) получена без учета нерезонансной части взаимодействия (3).

Для вычисления поляризации (4) достаточно знать матричные элементы x_{+0} и x_{-0} . Вводя вещественные переменные a , b , c , d соотношениями

$$a + ib = x_{+0} + x_{-0}, \quad c + id = x_{+0} - x_{-0}, \quad (10)$$

вместо системы (9) с точностью до линейных по δ_P членов получаем

$$\left(\begin{array}{cccc|cccc} -\Gamma & \Delta & 0 & \varepsilon & 0 & L_2 & L_1 & 0 \\ \Delta & \Gamma_2' & \varepsilon' & 0 & L_2 & 0 & 0 & L_3 \\ 0 & \varepsilon' & -\Gamma' & \Delta & L_1 & 0 & 0 & L_2 \\ \varepsilon & 0 & \Delta & \Gamma_1 & 0 & L_3 & L_2 & 0 \end{array} \right) + \frac{\alpha^2}{2} \delta_P \left(\begin{array}{cccc|cccc} 0 & L_2 & L_1 & 0 & a & & & \\ L_2 & 0 & 0 & L_3 & b & & & \\ L_1 & 0 & 0 & L_2 & c & & & \\ 0 & L_3 & L_2 & 0 & d & & & \end{array} \right) = \alpha N \begin{array}{c} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \delta_P \end{array}. \quad (11)$$

В этой системе

$$L_1 + iL_2 = \frac{\gamma + 2i\varepsilon}{\gamma^2 + 4\varepsilon^2}, \quad L_3 = 4\Gamma/\gamma_0\gamma_1 - L_1, \quad (12)$$

$$N = \lambda_1/\gamma_1 - \lambda_0/\gamma_0, \quad \varepsilon' = \varepsilon(1 + \alpha^2 L_2/2),$$

$$\Gamma_1 = \Gamma + \alpha^2/2\gamma_1, \quad \Gamma' = \Gamma + \alpha^2 L_1/2, \quad \Gamma_2' = \Gamma' + \alpha^2/2\gamma_1 + \alpha^2/\gamma_0.$$

***P*-нечетное взаимодействие. Линейный предел**

В линейном по напряженности лазерного поля приближении параметр δ_P входит только в правую часть системы (11). Кроме того, матрица A левой части приобретает высокую симметрию. В первом порядке по δ_P система (11) преобразуется к виду

$$\begin{pmatrix} -\Gamma & \Delta & 0 & \varepsilon \\ \Delta & \Gamma & \varepsilon & 0 \\ 0 & \varepsilon & -\Gamma & \Delta \\ \varepsilon & 0 & \Delta & \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_P \\ b_P \\ c_P \\ d_P \end{pmatrix} = \alpha N \delta_P \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

В силу симметрии матрицы в левой части решение этой системы выражается через решение системы нулевого порядка по δ_P

$$\begin{pmatrix} a_P \\ b_P \\ c_P \\ d_P \end{pmatrix} = \delta_P \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \\ c_0 \\ d_0 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

или в матричном виде

$$X_P = \delta_P \hat{U}_P X_0. \quad (14a)$$

Наша задача состоит в том, чтобы найти компоненты поляризации Π . Их *P*-нечетные части, как можно убедиться из (3)–(8), связаны следующим образом с решениями системы (11):

$$\Pi_{1,P} = 2^{1/2} \mu_1 \langle a_P + \delta_P c_0 \rangle, \quad \Pi_{4,P} = -2^{1/2} \mu_1 \langle c_P + \delta_P a_0 \rangle, \quad (15)$$

$$\Pi_{2,P} = 2^{1/2} \mu_1 \langle b_P + \delta_P d_0 \rangle, \quad \Pi_{3,P} = 2^{1/2} \mu_1 \langle d_P + \delta_P b_0 \rangle.$$

Иначе говоря, *P*-нечетная поляризация определяется столбцом

$$X_P' = X_P + \delta_P \hat{U}_P' X_0. \quad (16)$$

В силу равенства (14)

$$X_P' = 2X_P. \quad (17)$$

Нахождение решения системы (13) не представляет труда:

$$X_P' = \frac{2\delta_P}{(\Gamma^2 + (\Delta + \varepsilon)^2)(\Gamma^2 + (\Delta - \varepsilon)^2)} \begin{pmatrix} \varepsilon(\Gamma^2 - \Delta^2 + \varepsilon^2) \\ -2\Gamma\Delta\varepsilon \\ \Delta(\Gamma^2 + \Delta^2 - \varepsilon^2) \\ \Gamma(\Gamma^2 + \Delta^2 + \varepsilon^2) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Две нижние строки этого решения соответствуют хорошо известным эффектам оптической активности и дихроизма, вызываемым *P*-нечетным взаимодействием [13]. Две верхние строки соответствуют поправкам к дисперсии и поглощению во внешнем магнитном поле [3, 4]. Они пропорциональны произведению

$$\delta_P \varepsilon = \eta_P \frac{D_1}{\mu_1} \mu_0 (\nu H_0).$$

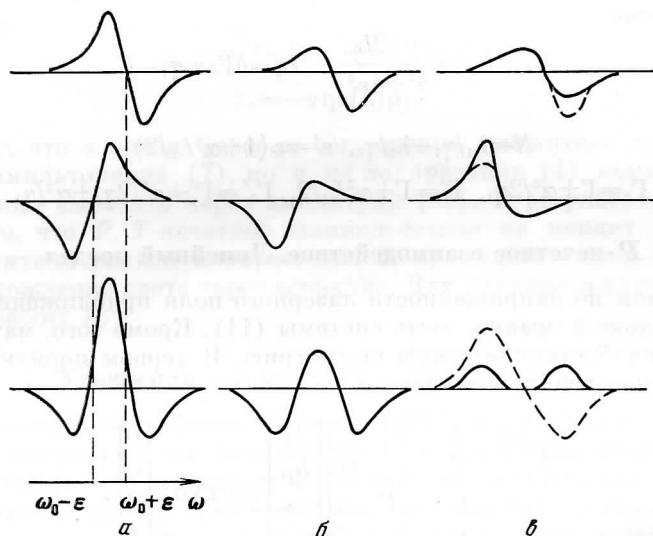


Рис. 2. P -нечетная поправка к дисперсии. Два верхних ряда — вклады переходов $0 \rightarrow +1$ и $0 \rightarrow -1$, нижний ряд — суммарная поправка к дисперсии. a — линейный случай; b — нелинейный случай при учете только P -нечетных поправок к дисперсии; c — нелинейный случай при учете P -нечетных эффектов поглощения. Штриховой линией показаны неискаженные линии дисперсии

Из формулы (18) видно, что все компоненты вектора X_P' одного порядка при $\epsilon \sim \Gamma$, но по-разному зависят от отстройки Δ . В результате некоторые компоненты поляризации среды Π_P оказываются **подавленными** вследствие малости отношения Γ/Γ_D , где Γ_D — ширина доплеровского распределения. Действительно, если функция $f(\Delta)$ достаточно быстро убывает, $f(\Delta)/\Delta \rightarrow 0$, то при усреднении по максвелловскому распределению W получаем

$$\langle f \rangle(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega - \omega_0 - x) f(x) dx = W(\omega - \omega_0) \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx + O(\Delta_0/\Gamma_D), \quad (19)$$

где Δ_0 — характерная ширина функции $f(\Delta)$:

$$\Delta_0 = \max(\Gamma, \epsilon). \quad (20)$$

Интеграл, входящий в (19), обращается в нуль для $f(x)$, равной a_P' и b_P' . Поэтому в соответствии с (15), (19) и (20) компоненты поляризации $\Pi_{1,P}$ и $\Pi_{2,P}$ порядка ϵ/Γ_D , а не ϵ/Γ . Точно такое же подавление имеет место и для эффекта Фарадея [9–12].

Суммируя вышеизложенное, можно сказать, что в линейном приближении по параметру насыщения отношение P -нечетных поправок к поглощению и дисперсии к P -нечетному вращению плоскости поляризации определяется параметром ϵ/Γ_D . В оптимальных условиях эксперимента при $\epsilon \sim \Gamma_D$ все P -нечетные эффекты оказываются порядка δ_P .

P -нечетное взаимодействие. Учет нелинейности

При сохранении в системе (11) нелинейных по лазерному полю членов симметрия, приведшая к решению (14), отсутствует. Ясно, что соотношение (17) при этом не выполняется и надо пользоваться формулой (16).

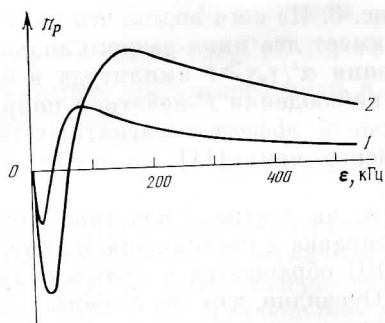


Рис. 3

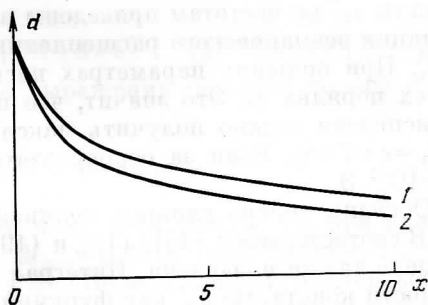


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость P -нечетной поправки к дисперсии n_p (магнитно-кирального двулучепреломления) от величины зеемановского расщепления. Параметр насыщения $\alpha^2/\gamma_0\gamma_1=1$ (кривая 1) и 10 (кривая 2). Масштаб кривой 1 увеличен вдвое. $\gamma_0=\gamma_1=50$ кГц

Рис. 4. Зависимость величины оптического дихроизма d от параметра насыщения $x=\alpha^2/\gamma_0\gamma_1$. Зеемановское расщепление $\epsilon=0$ (кривая 1) и $\epsilon=100$ кГц (кривая 2). $\gamma_0=\gamma_1=50$ кГц

Выражения, которые получаются при решении системы (11), в общем случае весьма громоздки, и ниже мы ограничимся лишь численным решением, но сначала приведем некоторые качественные рассуждения.

Выясним, как возникает P -нечетная поправка к дисперсии. Для плоскополяризованного света вклад в дисперсию дают оба перехода $0 \leftrightarrow +$ и $0 \leftrightarrow -$, каждому из которых отвечает дисперсионный контур, центрированный на частоте $\omega_0 \pm \epsilon$ соответственно. P -нечетные добавки к амплитудам этих переходов имеют разный знак, поэтому соответствующие добавки к дисперсии отвечают контурам разного знака (рис. 2, а). При этом суммарная P -нечетная поправка представляет собой симметричный контур с нулевым средним. Посмотрим теперь, какую роль играет изменение населенностей уровней под действием световой волны. При этом каждый из переходов $0 \leftrightarrow +$ и $0 \leftrightarrow -$ испытывает уширение. Кроме того, переходы влияют друг на друга через населенность нулевого уровня. Каждый из них сильнее меняет эту населенность вблизи своего резонанса, тем самым искажая обращенное к нему крыло второго контура (рис. 2, б). В результате центральный пик суммарного контура ослабляется и интеграл по частотам становится отрицательным. Точно так же проявляется нелинейность в эффекте Фарадея [12]. Однако в данном случае есть еще одна нелинейная поправка. До сих пор мы говорили о влиянии нелинейности на P -нечетную поправку к дисперсии. С другой стороны, P -нечетные поправки к поглощению сказываются на населенности нулевого уровня, тем самым влияют и на величину дисперсии. Ясно, что на частоте ω_0 поправки к двум амплитудам взаимно компенсируются, а вблизи резонансов $\omega_0 \pm \epsilon$ преобладают поправки к одной из амплитуд, увеличивая или уменьшая соответствующие пики (рис. 2, в). Полная P -нечетная поправка представляет сумму двух вкладов, изображенных в третьем ряду рис. 2, б, в.

Выше мы учли только один из нелинейных эффектов — эффект изменения населенностей. Не менее важны также и эффекты когерентности [15]. Поэтому приведенные рассуждения дают упрощенную картину явления, но уже из них видно, что зависимость P -нечетной поправки от параметра насыщения $\alpha^2/\gamma_0\gamma_1$ и от расщепления ϵ может быть значительно сложнее, чем для эффекта Фарадея. В частности, можно показать, что поправки первого порядка по $\alpha^2/\gamma_0\gamma_1$ к a_p' сокращаются и разложение начинается со второго порядка. Результаты численного интегрирования ве-

личины a_p' по частотам приведены на рис. 3. Из него видно, что $\langle a_p' \rangle$, как функция зеемановского расщепления ϵ имеет два пика разного знака при $\epsilon \sim \Gamma$. При больших параметрах насыщения $\alpha^2/\gamma_0 \gamma \gg 1$ амплитуда в обоих пиках порядка δ_p . Это значит, что при наблюдении P -нечетной поправки к дисперсии можно получить максимальный эффект в магнитных полях $\mu_0 H_0 = \epsilon \sim \Gamma \approx \gamma_0$. Если за основу взять эксперимент [11], то $\gamma_0 \sim 10^4$ Гц и $H_0 \sim 10^{-2}$ Э.

Обсудим теперь влияние нелинейности на другие P -нечетные поправки. В соответствии с (15), (18) и (19) поправка к поглощению в линейном пределе также подавлена. Интеграл в (19) обращается в нуль в силу нечетности константы b_p' как функции Δ . Очевидно, что это свойство сохраняется и в общем случае, так что поправка к поглощению при любом насыщении пропорциональна ϵ/Γ_D .

На рис. 4 представлено поведение компоненты $\Pi_{z,p}$, описывающей дихроизм. Ее быстрое уменьшение с ростом насыщения соответствует обычному просветлению среды в сильном поле.

Перейдем к оптическому вращению $\Pi_{i,p}$. Для него разложение (19) неприменимо из-за медленного убывания функции $c_p'(\Delta)$. Поэтому, несмотря на нечетность этой функции, усреднение по скоростям не приводит к подавлению оптического вращения [13]. Ясно, что в этом случае главный вклад в интеграл от свертки с доплеровским распределением (19) дают асимптотические хвосты функции c_p' . Но нелинейные эффекты должны изменять функцию c_p' в области $|\Delta| \lesssim \alpha^2/\Gamma$, не сказываясь на асимптотике.

Действительно, анализируя систему (11), можно убедиться, что нелинейные поправки к c_p' убывают как Δ^{-3} и поэтому для них применимо разложение интеграла свертки (19) с заменой $O(\Gamma/\Gamma_D)$ на $O(\alpha^2/\Gamma_D)$. В силу нечетности c_p' имеем

$$\int c_p'(x) dx = 0,$$

и мы приходим к выводу, что влияние нелинейности на P -нечетное оптическое вращение определяется параметром насыщения α^2/Γ_D . В используемых в экспериментах полях этот параметр пренебрежимо мал.

Суммируя сказанное выше, мы приходим к выводу, что влияние нелинейности существенно сказывается на P -нечетном оптическом дихроизме среды и на P -нечетной поправке к дисперсии (магнитно-киральном двулучепреломлении). Причем если первый убывает с увеличением поля волны, то вторая, наоборот, возрастает на много порядков.

Постоянная намагниченность

В этом разделе мы остановимся на еще одном P -нечетном эффекте. Речь идет о появлении стационарной намагниченности среды в направлении распространения волны (1). Это явление имеет ту же природу, что и расщепление по энергии зеемановского дублета в поле плоскополяризованной волны [2].

Намагниченность среды, согласно (9) и (10), равна

$$M_z = \langle \text{Sp}(\hat{\mu}_z \rho) \rangle = \mu_0 \langle \rho_{++} - \rho_{--} \rangle = \frac{\mu_0}{\gamma} \{ \lambda_+ - \lambda_- - \alpha \langle d_0 \rangle - \alpha \langle d_p' \rangle \} = M_1 + M_2 + M_3, \quad (21)$$

где μ_0 — магнитный момент атома.

Мы здесь учли разницу в накачках λ_+ и λ_- на состояния «+» и «-», которая приводит к появлению обычной намагниченности

$$M_1 = \mu_0 N (\mu_0 H_0 / kT). \quad (22)$$

Второй член в (21) вызывается оптической накачкой в магнитном поле, а третий — накачкой и P -нечетным взаимодействием. В низшем порядке по

з из (14), (16) и (18) получаем

$$d_0 + d_P' = [-2\Gamma\Delta\varepsilon + 2\delta_P\Gamma(\Gamma^2 + \Delta^2 + \varepsilon^2)] [\Gamma^2 + (\Delta + \varepsilon)^2]^{-1} [\Gamma^2 + (\Delta - \varepsilon)^2]^{-1}. \quad (23)$$

В отсутствие магнитного поля в этом выражении остается только P -нечетный член

$$M_z = M_3 = 2\pi \frac{\alpha^2}{\gamma\Gamma} \mu_0 N \Gamma W (\omega - \omega_0) \delta_P. \quad (24)$$

Смысл этого выражения становится ясен, если учесть, что при полной поляризации среды намагниченность $M_{max} = \mu_0 N$, а доля атомов, взаимодействующих с полем лазера, равна ΓW . Вблизи центра доплеровского контура $\Gamma W \sim \Gamma/\Gamma_D$. При больших параметрах насыщения

$$M_3 \sim 2\pi M_{max} (\Gamma/\Gamma_D) \delta_P. \quad (25)$$

Эта намагниченность направлена по волновому вектору \mathbf{k} .

Заключение

При взаимодействии света с парами атомарного газа, находящегося во внешнем магнитном поле, P -нечетное взаимодействие порождает поправку к показателю преломления, пропорциональную $(\mathbf{H}\mathbf{k})$ [3, 4]. Такая поправка к дисперсии получила название магнитно-киральное двулучепреломления [8]. В оптимальном магнитном поле ее величина порядка δ_P . Для таллия расчет, проведенный в [14], дал $|\delta_P| = 1,5 \cdot 10^{-7}$.

Для того чтобы достигнуть такой величины эффекта, необходимо магнитное поле $H \sim \Gamma_D/\mu_0$ в отсутствие насыщения и $H \sim \Gamma/\mu_0$ — в нелинейном случае. Для типичных экспериментальных условий эти оценки соответствуют полям 10^3 Э и 10^{-2} Э соответственно. Таким образом, в нелинейной оптике магнитно-киральное двулучепреломление радикальным образом изменяется. В то же время нелинейные эффекты не сказываются на величине P -нечетной оптической активности.

Авторы благодарны А. Н. Москалеву за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Барков Л. М., Золотарев М. С., Мелик-Пашаев Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 134.
2. Лабзовский Л. Н., Мигрущенко А. О. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 27.
3. Москалев А. Н. // Изв. АН СССР, Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1401.
4. Wagniere G. // Z. Phys. D. 1988. В. 8. S. 229.
5. Baranova N. B., Bogdanov Yu. V., Zel'dovich B. Ya. // Opt. Commun. 1977. V. 22. P. 243.
6. Baranova N. B., Zel'dovich B. Ya. // Mol. Phys. 1979. V. 38. P. 1085.
7. Wagniere G., Meier A. // Chem. Phys. 1982. V. 93. P. 78.
8. Barron L. D., Vrbancich J. // Mol. Phys. 1984. V. 51. P. 715.
9. Davies I. O., Baird P. E. G., Nicol J. L. // J. Phys. B. 1987. V. 20. P. 5371.
10. Schuller F., McPherson M. J. D., Stacey D. N. // Physica. 1987. V. 147C. P. 321.
11. Barkov L. M., Melik-Pashaev D. A., Zolotarev M. S. // Preprint N88-90. INF, 1988.
12. Козлов М. Г. Препринт ЛИЯФ. № 1472. 1989.
13. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1988.
14. Dzuba V. A., Flambaum W. F., Silvestrov P. G. // J. Phys. 1987. V. B20. P. 3297.
15. Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии. М.: Мир, 1987.

Ленинградский институт
ядерной физики
им. Б. П. Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18.VII.1989

PARITY NONCONSERVATION EFFECTS IN NONLINEAR OPTICS

M. G. Kozlov, S. G. Porsev

P -odd effects in the propagation of light in a longitudinal magnetic field are discussed. It is shown that in an optimal magnetic field the P -odd phase shift of the light wave, δ_P , which depends on the correlation $\mathbf{H}\mathbf{k}$ is of the same magnitude as the P -odd rotation of the plane of polarization. In linear and nonlinear optics the optimal fields H_0 and H_0' differ by several orders of magnitude. For the $6p_{1/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ transition in thallium $|\delta_P| \sim 10^{-7}$, $H_0 \sim 10^3$ Oe and $H_0' \sim 10^{-2}$ Oe.