

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

**Поляризованный свет в анизотропной среде
и спин в магнитном поле**

В.С. Запасский, Г.Г. Козлов

На основе формального совпадения уравнения эволюции вектора квазиспина световой волны, распространяющейся в оптически анизотропной среде, с уравнением Блоха для спина в магнитном поле, проанализирована аналогия между эффектами поляризационной оптики и динамики спина в магнитном поле. Обсуждаются эффекты поляризационных биений света, распространяющегося в двупреломляющей среде, подавления оптической активности в средах с линейным двупреломлением и линейного двупреломления в средах с пространственно-модулированной гирацией, "адиабатического" преобразования поляризации света в средах с плавно-меняющейся анизотропией, а также эффекты двух- и трехимпульсного поляризационного эха.

PACS numbers: 42.25.-p, 75.25.+z, 75.30.-mm, 78.20.-e

Содержание

1. Введение (909).
 2. Динамика вектора квазиспина световой волны в оптически анизотропной среде (910).
 3. Поляризационные биения в двупреломляющей среде — ларморова прецессия спина в магнитном поле (911).
 4. Оптическая активность среды с доминирующим линейным двупреломлением — влияние слабого поперечного поля на прецессию спина в сильном поле (911).
 5. Оптическая активность среды с пространственно-модулированной гирацией — нутация и эффект магнитного резонанса (911).
 6. Поляризационное эхо — двухимпульсное фотонное эхо (912).
 7. Стимулированное поляризационное эхо — трехимпульсное спиновое эхо (914).
 8. "Адиабатическое" преобразование поляризации света в анизотропной среде — эффект адиабатического быстрого прохождения (915).
 9. Заключение (915).
- Список литературы (915).

1. Введение

Одним из наиболее популярных методов описания поляризационного преобразования света, распространяющегося в анизотропной среде, является матричный метод Джонса, представляющий поляризованный свет в виде двухкомпонентного комплексного вектора-

столбца, а анизотропную среду — в виде матрицы распространения (матрицы Джонса, см., например, [1, 2]). Тот факт, что поляризационное состояние света описывается двумя углами (эллиптичностью и азимутом оси эллипса поляризации), позволяет однозначно связать каждый вектор Джонса с единичным вектором в трехмерном пространстве — квазиспином. На этой основе строится сфера Пуанкаре, каждая точка поверхности которой соответствует определенной ориентации квазиспина или, иными словами, определенному типу поляризации света. Движение конца вектора по сфере Пуанкаре отражает эволюцию поляризации света в оптически анизотропной среде.

Пространственная динамика поляризационного преобразования света в анизотропной среде имеет много общего с динамикой спина в магнитном поле. Эта аналогия включает в себя эффекты спиновой прецессии, нутации, магнитного резонанса, двух- и трехимпульсного спинового эха, адиабатического быстрого прохождения и фазовой релаксации. Несмотря на тот факт, что уравнения эволюции вектора квазиспина световой волны, формально совпадающие с уравнениями Блоха, были получены достаточно давно [3–5], указанная аналогия, насколько нам известно, до сих пор не была последовательно описана в литературе. В этой статье мы делаем попытку рассмотреть ее по возможности максимально исчерпывающим образом. Некоторые элементы этой аналогии были рассмотрены в нашей предыдущей публикации [6], которая не включала, однако, эффекты стимулированного фотонного эха и "адиабатического" преобразования поляризации света.

В разделе 2 приводится краткое теоретическое описание пространственной динамики поляризационного преобразования света в непоглощающей среде с линейным и циркулярным двупреломлением. В разделах 3–7 в рамках указанной аналогии рассматриваются поляриза-

В.С. Запасский, Г.Г. Козлов. Всероссийский научный центр "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", 199034 Санкт-Петербург, Российская Федерация
Тел. (812) 428-45-66. Факс: (812) 428-72-40
E-mail: gkozlov@snoopy.phys.spbu.ru

Статья поступила 13 января 1999 г.

ционные биения в двупреломляющей среде, эффект подавления оптической активности в средах с линейным двупреломлением, эффект подавления линейного двупреломления в средах с пространственно-модулированной гирацией, "адиабатическое" преобразование поляризации света в анизотропной среде, а также эффекты двух- и трехимпульсного поляризационного эха, которые, насколько нам известно, до сих пор не обсуждались в литературе как эффекты линейной поляризационной оптики. Эти эффекты, с одной стороны, представляют значительный методологический интерес, позволяя провести достаточно полную аналогию между двумя классами физических явлений, а с другой — могут найти применение в устройствах волоконно-оптической связи и оптической обработки информации, а также для целей диагностики оптической однородности поляризационно-стабилизированных оптических волноводов.

2. Динамика вектора квазиспина световой волны в оптически анизотропной среде

Рассмотрим процесс поляризационного преобразования света с начальным вектором Джонса $|i\rangle$, распространяющегося через среду с эллиптическим двупреломлением общего вида. Разлагая вектор Джонса $|i\rangle$ падающего света по нормальным волнам $|+\rangle$ и $|-\rangle$,

$$|i\rangle = C_+|+\rangle + C_-|-\rangle,$$

получаем общее выражение для вектора Джонса $|f\rangle$ прошедшей световой волны:

$$|f\rangle = C_+|+\rangle \exp(iDn_+) + C_-|-\rangle \exp(iDn_-). \quad (1)$$

Здесь $D = 2\pi d/\lambda = kd$ (λ — длина световой волны, k — волновой вектор, d — оптическая длина пути). В системе координат, с осью z , направленной вдоль светового луча, векторы Джонса нормальных волн $| \pm \rangle$ будут являться собственными векторами двумерной матрицы x - и y -компонент тензора обратной проницаемости среды, обычно называемого тензором поперечной непроницаемости $\hat{\eta}$ [7]:

$$\hat{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_{xx} & \eta_{xy} \\ \eta_{yx} & \eta_{yy} \end{pmatrix}$$

$$(\eta_{ik} = \varepsilon_{ik}^{-1}).$$

Собственные значения этой матрицы равны обратным квадратам показателей преломления для нормальных волн. В случае малой анизотропии двумерный тензор $\hat{\eta}$ может быть представлен в форме $\hat{\eta} = 1/n^2 + \Delta\hat{\eta}$, где n — средний показатель преломления, а $\Delta\hat{\eta}$ — тензор, малый по сравнению с $1/n^2$. Очевидно, что в этом случае нормальные моды будут совпадать с собственными векторами матрицы $\Delta\hat{\eta}$. Легко показать также, что собственные значения матрицы ε_{\pm} связаны с показателями преломления нормальных мод соотношением $n_{\pm} = n(1 - \varepsilon_{\pm}/2)$. Не ущемляя общности, мы можем положить $n = 1$. Направим оси x и y вдоль выделенных направлений анизотропии среды. Тогда в этой системе координат действительная симметричная часть тензора $\Delta\hat{\eta}$, связанная с линейным двупреломлением, станет диагональной, и матрица $2\Delta\hat{\eta}$ может быть представлена в виде

$$2\Delta\hat{\eta} = h_0\hat{S}_z + h_1\hat{S}_y, \quad (2)$$

где \hat{S}_x и \hat{S}_y — спинные матрицы Паули:

$$\hat{S}_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \hat{S}_y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},$$

а $h_0\hat{S}_z$ и $h_1\hat{S}_y$ — части тензора, отвечающие, соответственно, за циркулярное и линейное двупреломление. При $h_1 = 0$ нормальные волны поляризованы вдоль осей x и y , а h_0 — это разница соответствующих показателей преломления. При $h_0 = 0$ тензор (2) оказывается чисто мнимым, а нормальными модами становятся циркулярно-поляризованные волны с разностью соответствующих показателей преломления, равной h_1 . Последнюю величину мы в дальнейшем будем называть гирацией. Принимая во внимание тот факт, что векторы $| \pm \rangle$ являются собственными векторами матрицы (2), легко показать, что вектор Джонса $|f\rangle$ (1) удовлетворяет "уравнению Шрёдингера":

$$\frac{-i\partial}{\partial D}|f\rangle = \hat{H}|f\rangle, \quad (3)$$

где $\hat{H} = 2\Delta\hat{\eta}$. Аналогом времени в этом уравнении Шрёдингера является, с точностью до постоянного множителя, пространственная координата D . Как легко видеть, оператор \hat{H} (2) имеет форму гамильтониана взаимодействия между спином \mathbf{S} и магнитным полем \mathbf{H} с компонентами $H_z = h_0$ и $H_y = h_1$. Таким образом, мы можем воспользоваться известным результатом [8], согласно которому вектор \mathbf{S} , компоненты которого выражаются через матрицы Паули соотношениями вида

$$\langle \hat{S}_i \rangle \equiv \langle f | \hat{S}_i | f \rangle \quad (i = x, y, z),$$

подчиняется уравнению Блоха

$$\frac{d\mathbf{S}}{dD} = [\mathbf{H}, \mathbf{S}]. \quad (4)$$

В явном виде вектор Джонса $|i\rangle$ и проекции квазиспина $\langle S_i \rangle$ даются выражениями

$$|i\rangle = \begin{pmatrix} \exp(i\delta) \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\langle S_z \rangle = 0,5 \cos(2\phi),$$

$$\langle S_x \rangle = 0,5 \sin(2\phi) \cos \delta,$$

$$\langle S_y \rangle = -0,5 \sin(2\phi) \sin \delta.$$

Здесь ϕ определяется отношением амплитуд x - и y -компонент световой волны ($\phi = \arctan(E_y/E_x)$), а δ — фазовый сдвиг между этими компонентами.

Таким образом, мы приходим к заключению, что эволюция поляризационного состояния света в анизотропной среде формально идентична динамике спина во внешнем магнитном поле. В этой аналогии линейное и циркулярное двупреломление соответствуют двум компонентам магнитного поля, поляризация света однозначно соотносится с ориентацией спина во внешнем магнитном поле, пространственная координата является аналогом времени, координата входа световой волны в среду соответствует моменту включения магнитного поля, а нормальные волны (нормальные состояния поляризации) являются аналогами собственных состояний спина в магнитном поле. На сфере Пуанкаре "эффективное магнитное поле", действующее на све-

товой "спин", направлено вдоль диаметра, соединяющего два нормальных поляризационных состояния света в среде (см., например, [1]). Для удобства мы ориентируем сферу Пуанкаре таким образом, чтобы эффективное магнитное поле h_0 , обусловленное линейной анизотропией, было направлено вертикально. В такой ориентации меридиональная плоскость xz (рис. 1) будет соответствовать линейно-поляризованным волнам с различными азимутами плоскости поляризации. Вдоль параллелей сферы, образованных квазиспинами с равными полярными углами ϕ , располагаются поляризационные состояния с равными отношениями проекций вектора \mathbf{E} (E_x и E_y) на нормальные волны, определяемые поляризационными состояниями полюсов сферы А и В.

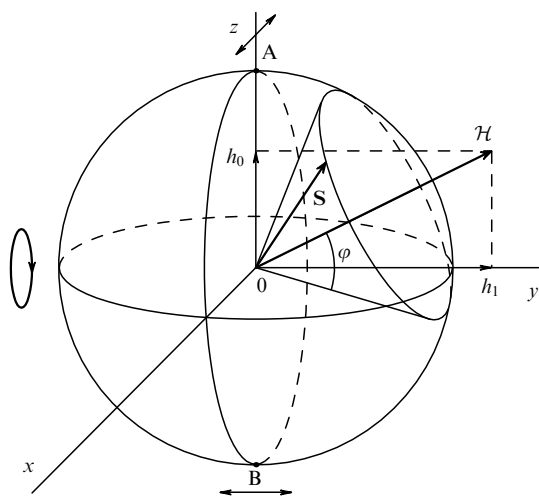


Рис. 1. Прецессия квазиспина \mathbf{S} световой волны, распространяющейся в оптически анизотропной среде с линейным двупреломлением h_0 и гирацией h_1 . Сфера Пуанкаре на этом и последующих рисунках ориентирована таким образом, что ось y соответствует циркулярно-поляризованному свету, а плоскость xz — состояниям линейной поляризации.

Рассмотрим качественно основные проявления указанной аналогии в поляризационной оптике.

3. Поляризационные биения в двупреломляющей среде — ларморова прецессия спина в магнитном поле

Поляризационные биения являются простейшим и наиболее очевидным проявлением описанной аналогии. В соответствии с известными свойствами решений уравнений Блоха преобразование поляризационного состояния света, прошедшего путь D в среде, описывается поворотом соответствующего вектора квазиспина вокруг направления $\mathbf{H}(0, h_1, h_0)$ на угол $|\mathbf{H}|D$ (см. рис. 1) или, другими словами, прецессией вектора квазиспина вокруг этого направления. Для простейшего случая линейно-двупреломляющей среды с нормальными состояниями поляризации, определяемыми полюсами сферы Пуанкаре А и В, поляризационная эволюция света будет описываться прецессией вектора квазиспина вокруг оси z по поляризационным состояниям с фиксированным отношением E_x и E_y компонент (см., например, [1]). Таким образом, ларморовой прецессии спина в постоянном магнитном поле соответствуют в поляриза-

ционной оптике биения поляризационного состояния света, распространяющегося через однородную двупреломляющую среду. Амплитуда биений максимальна, когда падающий свет является суперпозицией нормальных волн с равными амплитудами (угол при вершине конуса прецессии равен 90°), и биения пропадают, когда поляризация света совпадает с поляризацией одной из собственных волн среды. Аналогом последней ситуации в динамике спина является отсутствие прецессии спина, находящегося в собственном состоянии.

4. Оптическая активность среды с доминирующим линейным двупреломлением — влияние слабого поперечного поля на прецессию спина в сильном поле

Картина блоховской прецессии квазиспина световой волны делает чрезвычайно наглядным известный эффект подавления оптической (или магнитооптической) активности в среде с доминирующим линейным двупреломлением. Именно этот эффект затрудняет измерение фарадеевского вращения в оптически анизотропных кристаллах вдоль направлений, отличных от направления оптической оси. В среде, обладающей чистой оптической активностью, эволюция поляризационного состояния света описывается прецессией вектора квазиспина в плоскости xz вокруг вектора \mathbf{h}_1 , направленного вдоль оси гирации y . Очевидно, что угол вращения плоскости поляризации в такой среде может быть сколь угодно большим при достаточно большой длине оптического пути в среде. Ситуация радикальным образом меняется в присутствии доминирующего линейного двупреломления. При выполнении неравенства $|h_1| \ll |h_0|$ величина и направление эффективного магнитного поля $\mathbf{H}(0, h_1, h_0)$ определяются преобладающей компонентой линейного двупреломления h_0 и слабо зависят от малой гирации h_1 . В результате характер поляризационной эволюции света в среде не будет существенно изменен из-за наличия оптической активности [9]. Например, квазиспин световой волны, нормальной в среде с чисто линейным двупреломлением, в присутствии малой гирации h_1 окажется лишь незначительно отклоненным от направления эффективного магнитного поля $\mathbf{H}(0, h_1, h_0)$ (на угол $\alpha = \arctan(h_1/h_0)$), который вызовет его прецессию с малым углом раствора α и, следовательно, проявится лишь в малых пространственных осцилляциях его поляризационного состояния (рис. 2). Такое подавление оптической активности является, по сути дела, демонстрацией векторного закона сложения линейного и циркулярного двупреломления [11] и в терминах блоховской модели отражает очевидную невозможность заметной прецессии спина вокруг слабого (постоянного) магнитного поля \mathbf{h}_1 в присутствии сильного поля \mathbf{h}_0 , ортогонального \mathbf{h}_1 .

5. Оптическая активность среды с пространственно-модулированной гирацией — нутация и эффект магнитного резонанса

Как известно из теории магнитного резонанса, слабое магнитное поле способно оказать существенное воздействие на спин, находящийся в сильном магнитном поле,

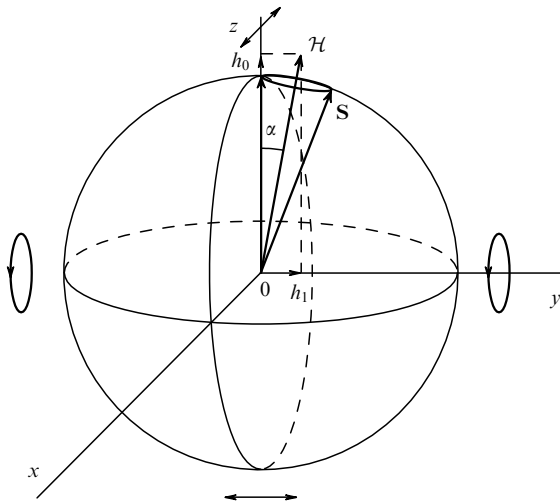


Рис. 2. Подавление оптической активности в линейно-двуупреломляющей среде.

если это слабое поле не постоянно, а осциллирует на частоте, близкой к частоте ларморовой прецессии спина. В терминах поляризационной оптики это означает, в частности, что малая гирация h_1 может существенно повлиять на поляризационное преобразование света в линейно-двуупреломляющей среде, если гирация пространственно осциллирует на частоте, близкой к частоте поляризационных биений света, т.е. к частоте ларморовой прецессии квазиспина световой волны в эффективном поле линейного двуупреломления $\mathbf{H}(0, 0, h_0)$. Пусть, например, гирация среды меняется вдоль светового пучка по закону

$$h_1(D) = g_0 \cos(\Omega D).$$

Пространственный период этой зависимости, в соответствии с определением D , равен λ/Ω .

Для анализа динамики квазиспина световой волны целесообразно, как это обычно делается в теории магнитного резонанса, перейти к системе координат, вращающейся с пространственной частотой Ω . Тогда (4) принимает вид уравнения Блоха с не зависящим от D вектором поля \mathbf{H}' :

$$\frac{d\mathbf{S}'}{dD} = [\mathbf{H}', \mathbf{S}],$$

где $\mathbf{H}' = (0, g_0, h_0 - \Omega)$. Если $\Omega = h_0$, т.е. пространственный период гирации равен периоду поляризационных биений (λ/h_0), обусловленных линейным двуупреломлением h_0 , то квазиспин световой волны во вращающейся системе координат будет вести себя так же, как в среде с пространственно-однородной гирацией g_0 . Если, кроме того, длина среды соответствует целому числу пространственных периодов гирации, "вращающаяся система координат" совершит в процессе распространения света вдоль среды целое число оборотов и при выходе света из среды вновь окажется в своем исходном состоянии. Таким образом, квазиспин света на выходе окажется повернутым на угол $g_0 D$, как если бы свет распространялся через среду с постоянной гирацией g_0 и без линейного двуупреломления.

Описанный поляризационный эффект, как легко видеть, представляет собой аналог эффекта магнитного резонанса в отсутствии релаксации. В этой аналогии подавление линейного двуупреломления (обращение в нуль z -компоненты вектора $\mathbf{H}' = (0, g_0, h_0 - \Omega)$ при $h_0 = \Omega$) соответствует в спиновой динамике подавлению эффективного продольного магнитного поля в системе координат, вращающейся с частотой, близкой к частоте ларморовой прецессии, а вращение плоскости поляризации в "резонансных" условиях соответствует нутации спина на частоте Раби (см., например, [8]).

Описанный эффект находит применение в устройствах интегральной оптики [9] и может также использоваться для измерений константы Верде в оптически анизотропных кристаллах, когда линейное двуупреломление затрудняет регистрацию эффекта Фарадея (см., например, [10]).

6. Поляризационное эхо — двухимпульсное фотонное эхо

Посмотрим теперь, как выглядит поляризационный аналог хорошо известного в магнитном резонансе эффекта двухимпульсного фотонного эха. Как известно, эффект спинового эха является результатом компенсации обратной фазовой релаксации в спиновой системе с дисперсией ларморовых частот. Аналогом указанной дисперсии в оптической системе может быть, например, разброс пространственных частот поляризационных биений, связанный с хроматизмом двуупреломления в анизотропной среде.

Рассмотрим протяженный одномодовый негиротропный оптический волновод с пространственно-однородным линейным двуупреломлением. Оптический волновод выбран нами как наиболее реалистичный и естественный случай протяженной двуупреломляющей среды. Поместим центральную область волновода в пространственно-периодическое магнитное поле. Практически это можно сделать, навив катушку из нескольких витков световода и поместив ее в постоянное магнитное поле [12] (рис. 3). Длина одного витка такой катушки выбирается равной пространственному периоду поляризационных биений в волноводе на длине волны λ_0 (λ_0/h_0). В соответствии с вышесказанным, такое "резонансное" магнитное поле, в отличие от однородного, может

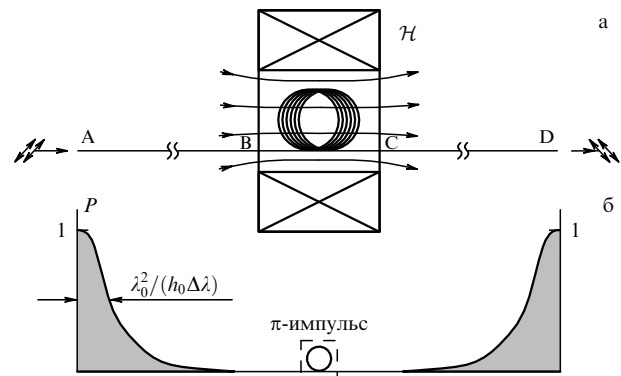


Рис. 3. (а) Схема наблюдения эффекта поляризационного эха в двуупреломляющем оптическом волноводе. (б) Пространственное изменение степени поляризации света P в оптическом волноводе.

существенным образом повлиять на поляризационное состояние света с длиной волны λ_0 . Если длина этой области выбрана равной полупериоду рабиевской частоты нутаций квазиспина, то указанная магнитооптическая активность реализует эффективный π -импульс, и поляризационная эволюция света в волноводе будет точно соответствовать картине спиновой прецессии при эффекте спинового эха.

Действительно, пусть свет со средней длиной волны λ_0 , спектральной шириной $\Delta\lambda$ и поляризацией, определяемой квазиспином \mathbf{S} , падает на вход А волновода (рис. 3а). Рассмотрим эволюцию квазиспина спектральной компоненты с длиной волны λ в системе координат, вращающейся с частотой $\Omega_0 = 2\pi h_0(\lambda_0)/\lambda_0$. Как уже указывалось выше, эффективное двупреломление среды во вращающейся системе координат оказывается подавленным, и квазиспин спектральной компоненты λ будет прецессировать вокруг эффективного поля $\mathbf{H}(0, 0, \Omega_0 - \Omega)$ [$\Omega = 2\pi h_0(\lambda)/\lambda$] с малой частотой $|\mathbf{H}|D$, определяемой разницей между λ и λ_0 и дисперсией показателя преломления. После прохождения пути АВ квазиспин выбранной спектральной компоненты, прецессирующей вокруг \mathbf{H} , окажется повернутым на некоторый угол α и займет положение \mathbf{S}_1 (рис. 4). На промежутке ВС, расположенном в пространственно осциллирующем магнитном поле (рис. 3а), вектор квазиспина в соответствии с вышеказанным повернется на 180° вокруг оси $y(h_1)$ (направление оси вращения в действительности определяется, как и в случае истинного спинового эха, фазой осциллирующего поля h_1) и займет положение \mathbf{S}_2 . В дальнейшем, по мере распространения света к концу волновода, вектор квазиспина световой волны повернется вокруг вектора h_0 (см. рис. 4) на тот же угол α , поскольку область с осциллирующим магнитным полем располагается точно в центре волновода. Как легко видеть, в системе координат, повернутой на угол π вокруг оси y , динамика квазиспина в области $\mathbf{S}_2 \rightarrow \mathbf{S}'$ совпадает с его динамикой в области $\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S}_1$ в исходной системе координат при замене h_0 на $-h_0$. При такой замене квазиспин света \mathbf{S}_2 , вращающийся вокруг оси z , достигнув конца волновода, окажется в положении, идентичном первоначальному положению вектора \mathbf{S} .

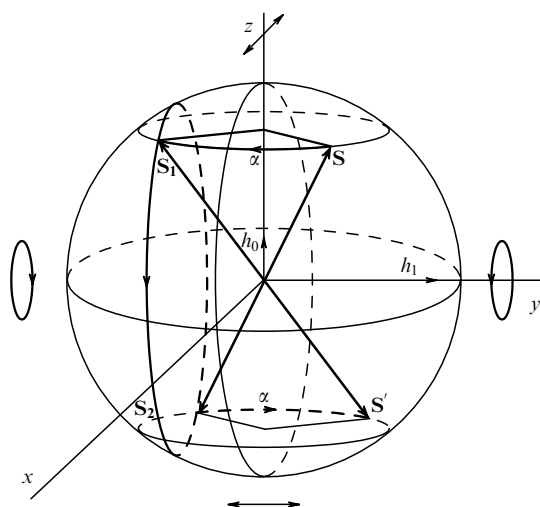


Рис. 4. Эволюция квазиспина монохроматической компоненты световой волны в эффекте поляризационного эха.

Таким образом, квазиспин световой волны на выходе из световода (\mathbf{S}' на рис. 4) будет представлять собой первоначальный вектор квазиспина \mathbf{S} , повернутый на угол π относительно оси y . С точностью до этого поворота векторы квазиспина выходящего и падающего света будут идентичны. Если квазиспин первоначального состояния поляризации световой волны направлен вдоль оси y (как обычно предполагается при модельном описании эффекта спинового эха), поляризационные состояния входного и выходного пучка будут идентичными.

Очевидно, что вышеприведенное описание справедливо для любой спектральной компоненты падающего квазимонохроматического излучения. В результате, картина поляризационной эволюции света может быть представлена следующим образом. Свет конечной спектральной ширины $\Delta\lambda$, поляризованный на входе в световод, оказывается практически полностью деполаризованным после прохождения по световоду расстояния порядка $\lambda_0^2/(h_0\Delta\lambda)$ (длина деполаризации в поляризационной оптике является аналогом времени затухания свободной индукции в спиновой динамике). К этому моменту квазиспины различных спектральных компонент распределяются достаточно равномерно по конической поверхности с углом при вершине, определяемым состоянием поляризации падающего света (отношением проекций исходного вектора квазиспина на векторы нормальных волн в световоде). После действия " π -импульса" в центральной части волновода квазиспин каждой спектральной компоненты будет повернут таким образом, что все квазиспины после прохождения второй половины волновода снова соберутся на его выходе и сформируют таким образом "поляризационное эхо" — световую волну, поляризованную идентично падающей на световод (с точностью до незначительного поворота квазиспина на угол π (рис. 3б)). Этот процесс в спиновой динамике иногда называют "инверсией времени", осуществляемой π -импульсом высокочастотного магнитного поля. В поляризационной оптике — это инверсия пространственной координаты.

Вышеприведенный способ реализации π -импульса, основанный на применении пространственно-модулированной гирации, был выбран, чтобы сохранить, с одной стороны, полноту аналогии с динамикой спина, а с другой, целостность двупреломляющей среды (световода). Пожертвовав этой целостностью и воспользовавшись недоступной для магнетизма возможностью мгновенно изменять эффективное магнитное поле в поляризационной оптике, мы можем реализовать π -импульс значительно более простым способом. Легко видеть, что для этого требуется разрезать волновод посередине и поместить в образовавшийся зазор полуволновую фазовую пластинку с осями, повернутыми на 45° по отношению к осям двупреломления волновода. Это даст тот же результат, который достигался с помощью модулированной гирации. В магнитных терминах такой вариант соответствует выключению магнитного поля h_0 с одновременным включением поперечного поля h_1 на время, равное полупериоду спиновой прецессии в поле h_1 . Возможен еще один, наиболее прямолинейный, способ реализации той же "инверсии времени": две половины световода соединяются, будучи предварительно повернуты друг относительно друга на угол $\pi/2$. В магнитных терминах это соответствует мгновенной инверсии магнитного поля h_0 . Инверсия

прецессии квазиспина становится в этом случае тривиальной.

Описанный эффект может найти применение в системах волоконно-оптической связи для воспроизведения на выходе однородного двупреломляющего оптического волновода поляризованного состояния света (в том числе и поляризационной модуляции света), приходящего на его вход. Как легко видеть, хроматизм двупреломления, аналогичный неоднородности магнитного поля в эффекте спинового эха, вызывает обратимую фазовую релаксацию когерентной прецессии и тем самым разрушает информацию, содержащуюся в поляризованном состоянии светового пучка. Эта информация может быть восстановлена с помощью своего рода дешифратора — области с пространственно-модулированным магнитным полем.

7. Стимулированное поляризационное эхо — трехимпульсное спиновое эхо

В рамках предложенной аналогии мы можем также сконструировать точный аналог эффекта трехимпульсного спинового эха, который, как известно, позволяет (в терминах магнетизма) сохранить информацию о временном интервале между двумя резонансными импульсами в спектральном рельефе населенности спиновой системы.

Рассмотрим поляризационную эволюцию света в геометрии следующего эксперимента. Пусть некогерентный линейно-поляризованный свет распространяется через протяженную линейно-двупреломляющую среду с двумя зазорами (a и b), отстоящими на равные расстояния L от ее концов (рис. 5а). Предполагается, что плоскость поляризации падающего света составляет угол 45° с осями двупреломления среды (квазиспин направлен вдоль оси y ; см. рис. 5б) и что длина L существенно превосходит длину деполаризации L_{dep} . Тогда при подходе к первому зазору a свет оказывается практически полностью деполаризованным — квазиспины различных спектральных компонент световой волны распределены достаточно равномерно в плоскости xu (рис. 5б). Однако из-за различных фазовых сдвигов для различных спектральных компонент поляризационное состояние пучка оказывается спектрально промодулированным. В силу сделанного допущения $L \gg L_{\text{dep}}$, спектральный период этой поляризационной модуляции оказывается много меньшим спектральной ширины

светового пучка $\Delta\lambda$. Существенно, что в результате несколько спектральных компонент характеризуются одной и той же поляризацией и, следовательно, одним и тем же положением вектора квазиспина в плоскости xu .

Поделимся теперь на вектор квазиспина " $\pi/2$ -импульсом" путем помещения в зазор a четвертьволновой фазовой пластинки с осями двупреломления, составляющими угол 45° с осями двупреломления среды. В результате плоскость xu , заполненная квазиспинами, повернется на угол 90° вокруг оси y и займет положение, соответствующее плоскости xu (рис. 5г). После этой операции квазиспины определенных спектральных компонент окажутся направленными вдоль оси z , т.е. совпадут с векторами нормальных поляризационных состояний в среде и в процессе дальнейшего распространения света в среде окажутся "замороженными". Легко видеть, что соответствующие поляризационные состояния характеризуются периодической спектральной структурой с периодом $\Delta\nu$, определяемым при заданном двупреломлении h_0 длиной L : $\Delta\nu = c/(h_0 L)$. Информация о длине L начального деполаризующего участка среды, закодированная таким образом в спектральной структуре поляризации света, будет храниться до момента действия второго импульса $\pi/2$, который возвратит в неизменном виде совокупность этих квазиспинов в плоскость xu . Второй импульс $\pi/2$ реализуется таким же образом, как и первый, с помощью четвертьволновой фазовой пластинки (b , рис. 5). При такой последовательности поляризационных преобразований можно считать, что указанная совокупность квазиспинов в результате подвергается действию π -импульса, и для этой выделенной совокупности спинов ситуация оказывается аналогичной ситуации двухимпульсного эха: на расстоянии L от фазовой пластинки b будет восстановлено исходное поляризационное состояние световой волны. Не входя в подробности количественного описания эффекта, отметим, что по аналогии со случаем стимулированного спинового эха в магнитном резонансе, величина сигнала эха будет относительно мала, поскольку сигнал формируется в этом случае далеко не всей совокупностью спинов (рис. 5д). Иными словами, степень поляризации света в импульсе эха, даже в идеальных условиях, будет далека от 100%. Форма и амплитуда сигнала эха могут быть определены аналогично тому, как это делается в двухимпульсном эхе, с помощью поляризационного компенсатора K (см. рис. 5) и могут быть использованы для диагностики, например, качества оптических волноводов.

В заключение этого раздела сделаем два замечания. Во-первых, как легко видеть, для спектрально модулированного поляризованного света, участвующего в формировании описанного выше сигнала стимулированного эха, могут наблюдаться кратные эхо-сигналы, хорошо известные в магнитном резонансе, на длинах конечного участка волновода (после зазора b), кратных L . Во-вторых, поскольку приведенное выше рассмотрение не учитывало в явном виде эффекты необратимой фазовой релаксации, начальное состояние поляризации света может быть полностью восстановлено на выходе из световода. Это потребует, например, поместить после участка ab волновода полуволновую фазовую пластинку и участок волновода, идентичный участку ab . Таким путем мы фактически восстановим состояние поляризации света на входе участка ab методом простого двух-

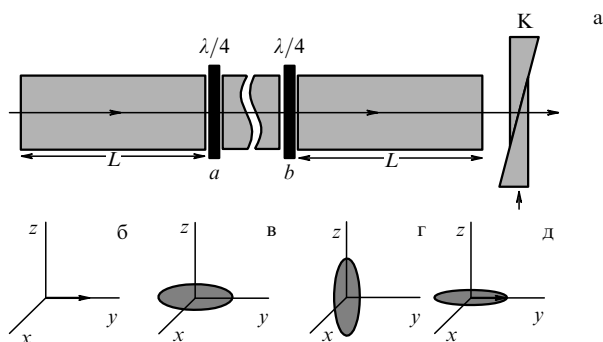


Рис. 5. Схема наблюдения эффекта трехимпульсного поляризационного эха (а) и соответствующая эволюция квазиспина световой волны (б–д).

импульсного эха (см. раздел 6). После этого амплитуда сигнала стимулированного эха достигнет 100 %.

8. "Адиабатическое" преобразование поляризации света в анизотропной среде — эффект адиабатического быстрого прохождения

Рассмотренный недавно эффект адиабатического следования поляризации света за медленными изменениями параметров анизотропии среды [13] является, по сути дела, поляризационным аналогом хорошо известного в спиновой динамике эффекта адиабатического прохождения. Суть эффекта состоит в том, что в среде с плавно меняющейся анизотропией нормальная на входе в среду световая волна будет оставаться нормальной в процессе ее распространения подобно тому, как спин в отсутствии релаксации следует за направлением медленно меняющегося магнитного поля. Как было показано в [13] этот эффект может быть использован для реализации практически идеального ахроматического поляризационного преобразователя нового типа. Следует заметить, что условия адиабатического быстрого прохождения могут быть реализованы в поляризационной оптике значительно проще, чем в спиновой динамике, поскольку проблемы релаксации в первом случае значительно менее существенны.

9. Заключение

Рассмотренная в настоящей работе аналогия между эволюцией состояния поляризации света в анизотропной среде и, в общих терминах, динамикой когерентности в ансамбле двухуровневых атомов с неоднородным уширением позволяет исключительно наглядно описать основные закономерности поляризационного преобразования света в оптически анизотропной среде и даже

предсказать некоторые новые эффекты. Кроме того, описанная аналогия позволяет использовать решения известных квантовомеханических задач в качестве решений соответствующих задач поляризационной оптики. Заметим, в частности, что задача адиабатического быстрого прохождения для продольного магнитного поля, меняющегося во времени по линейному закону, может быть решена точно [14]. Очевидно, этот результат может быть использован для анализа предложенных в [13] поляризационных преобразователей.

Рассмотренный подход, на наш взгляд, представляет прежде всего методологический интерес, поскольку позволяет значительно упростить качественный анализ поляризационных эффектов в анизотропных средах. Кроме того, эффекты, описанные в настоящей работе, могут найти применение в оптических системах обработки информации, а также в экспериментальных исследованиях оптически анизотропных сред.

Список литературы

1. Аззам Р М, Башара Н М *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981)
2. Шерклиф У *Поляризованный свет. Получение и использование* (М.: Мир, 1965)
3. Kubo H, Nagata R J. *Opt. Soc. Am.* **73** 1719 (1983)
4. Kubo H, Nagata R J. *Opt. Soc. Am.* **2** 30 (1985)
5. Звездин А К, Котов В А *Магнитооптика тонких пленок* (М.: Наука, 1988)
6. Запасский В С, Козлов Г Г *Опт. и спектр.* **78** 100 (1995)
7. Яриш А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)
8. Сликтер Ч П *Основы теории магнитного резонанса* 2-е изд. (М.: Мир, 1981)
9. Четкин М В, Щербаков Ю И *ФТТ* **11** 1620 (1969)
10. Stolen R H, Turner E H *Appl. Opt.* **19** 842 (1980)
11. Най Дж *Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц* (М.: Мир, 1967)
12. Day G W et al. *J. Lightwave Technol.* **LT-2** 56 (1984)
13. Даршт М Я, Зельдович Б Я, Кундикова Н Д *Опт. и спектр.* **82** 660 (1997)
14. Демков Ю Н *Вестн. ЛГУ. Сер. физ. хим.* (4) 7 (1966)

Polarized light in anisotropic medium versus a spin in a magnetic field

V.S. Zapasskii, G.G. Kozlov

All-Russia Research Center "Vavilov State Optical Institute",
199034 St. Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 428-45 66
Fax (7-812) 428-72 40
E-mail: gkozlov@snoopy.phys.spbu.ru

The analogy between polarization optics effects and the dynamics of a spin in a magnetic field is analyzed based on the fact that the Bloch equation for a spin in a magnetic field is formally identical to the evolution equation for the quasi-spin vector of a light wave in an optically anisotropic medium. Among the effects discussed within this framework are light polarization beats in a birefringent medium; optical activity suppression in linearly birefringent media; suppression of linear birefringence in gyration modulated media; 'adiabatic' transformation of light polarization in media of smoothly varying anisotropy; and two- and three-pulse polarization echoes. While the last-named effect has not, to the authors' knowledge, been mentioned in the literature, it can be of practical interest for fiber-optics communication and optical information processing technologies.

PACS numbers: 42.25.-p, 75.25.+z, 75.30.-m, 78.20.-e

Bibliography — 14 references

Received 13 January 1999