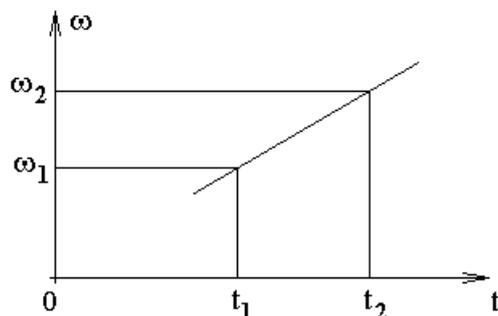


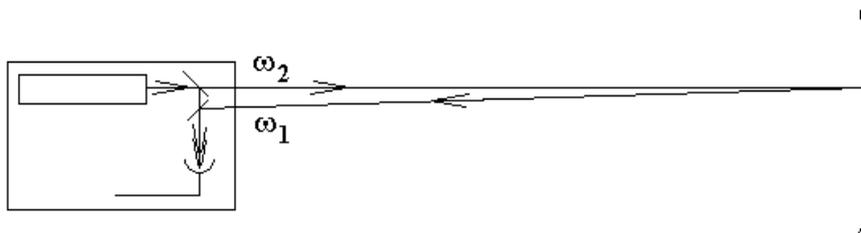
### Лазерный дальномер.

Обсудим упрощенный вариант работы лазерного дальномера.

Рассмотрим лазер, частота излучения которого линейно нарастает во времени.



Излучение лазера проходит неизвестный путь  $L$ , рассеивается поверхностью, до которой измеряют расстояние, проходит путь  $L$  в обратном направлении. Это излучение заставляют интерферировать на приемнике с излучением, которое попадает на приемник сразу из лазера.



Пусть в некоторый момент времени  $t_2$  к приемнику возвращается рассеянное излучение с частотой  $\omega_1$ , которое было излучено лазером в более ранний момент времени  $t_1$ . В момент времени  $t_2$  лазер излучает большую частоту  $\omega_2$ . В результате интерференции двух волн в приемнике излучения формируется фототок с разностной частотой  $(\omega_2 - \omega_1)$ . Если точно знать

скорость изменения частоты генерации лазера  $\frac{d\omega}{dt}$ , то по величине разностной частоты  $(\omega_2 - \omega_1)$  можно рассчитать время распространения лазерного излучения до объекта рассеивающего свет и обратно  $t_2 - t_1 = \frac{(\omega_2 - \omega_1)}{\frac{d\omega}{dt}}$ . А

через время распространения можно рассчитать расстояние до рассеивающего свет объекта  $L = c \frac{t_2 - t_1}{2}$ .

### Экзамен. Эффект Фарадея.

Пусть свет распространяется в среде вдоль магнитного поля. Эффект Фарадея состоит в том, что плоскость поляризации света поворачивается по мере его распространения в среде. Угол поворота  $\varphi$  пропорционален магнитному полю  $\vec{B}$  и пройденному пути  $z$ .

$\varphi = \alpha Bz$ , где  $\alpha$  — константа, которая зависит от типа атомов, их концентрации и частоты света.

Световое поле раскачивает диполи среды. Согласно теореме Лармора в магнитном поле электронная оболочка атома, как целое, вращается с угловой скоростью

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}.$$

Здесь  $\vec{\Omega} \uparrow \uparrow \vec{B}$ .

Магнитное поле поворачивает диполи, но световое поле снова наводит диполи вдоль электрического поля  $E$  световой волны. В результате диполи колеблются не вдоль поля  $E$ , а под некоторым углом к нему. Излучение плоского слоя таких диполей имеет поляризацию, направленную вдоль линии колебаний каждого диполя. В результате интерференции этого излучения с полем падающей световой волны получается волна с поляризацией несколько развернутой в направлении колебаний диполя. Эта волна раскачивает диполи следующего слоя среды уже в направлении новой поляризации, и т. д.

-----

Реальное явление осложнено тем, что излучение слоя диполей сдвинуто по фазе относительно падающей световой волны. Поэтому более точный анализ основан на том, как изменяются в магнитном поле показатели преломления двух круговых поляризаций света. Круговая поляризация, в которой направление вращения вектора  $\vec{E}$  совпадает с направлением ларморовской прецессии  $\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}$  в магнитном поле, называется  $\sigma^+$  компонентой света.

Для  $\sigma^-$  компоненты света вектор  $\vec{E}$  вращается навстречу ларморовской прецессии. Заметим, что направления левой и правой круговой поляризации привязано к направлению луча, а направления  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент привязаны к направлению магнитного поля.

Без магнитного поля частоты  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент одинаковы. В магнитном поле к вращению вектора  $\vec{E}$  излучения каждой компоненты добавляется вращение ларморовской прецессии. В результате частоты  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент сдвигаются на ларморовскую частоту  $\vec{\Omega} = \frac{e}{2m_e c} \vec{B}$  в разные стороны:

$\omega_0 + \Omega$  и  $\omega_0 - \Omega$ , где  $\Omega \ll \omega_0$ . Это так называемый эффект Зеемана, который вы будете проходить в курсе атомной физики.

Пусть  $(n^+ - 1)$  и  $(n^- - 1)$  — добавки к показателю преломления для двух поляризаций  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . Тогда

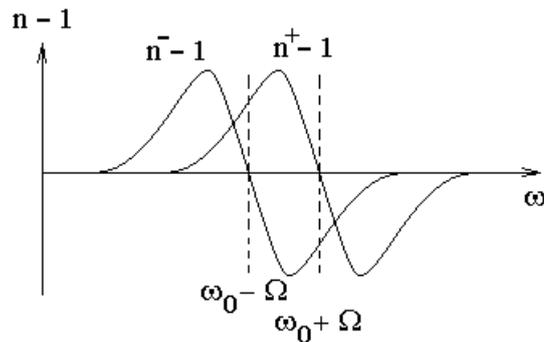


Рисунок сделан не в масштабе. Оба всплеска для  $(n^- - 1)$  и для  $(n^+ - 1)$  имеют очень малую относительную ширину. В таком случае из рисунка следует, что почти для всех частот выполняется неравенство  $n^- > n^+$ . Следовательно,  $\sigma^-$ -компонента отстает по фазе от  $\sigma^+$ -компоненты. Опережение  $\sigma^+$ -компоненты приводит к повороту суммарной линейной поляризации в сторону вращения  $\sigma^+$ -компоненты.  $\sigma^+$ -компонента вращается в ту же сторону, что и вращение электронной оболочки с частотой  $\vec{\Omega} \uparrow \uparrow \vec{B}$ . Таким образом, оба объяснения эффекта Фарадея приводят к одинаковому направлению поворота линейной поляризации почти для всех частот спектра.

Заметим, что поворот поляризации образует правый винт с направлением магнитного поля, а не с направлением луча.

### Экзамен. Естественное вращение плоскости поляризации.

В эффекте Фарадея плоскость поляризации света поворачивается в магнитном поле. Среда может поворачивать плоскость поляризации и без магнитного поля.

В картонную коробку насыпем стальные пружины, закрученные в одну и ту же сторону. Если через коробку пропустить радиочастотное излучение, то линейная поляризация электромагнитного поля поворачивается при прохождении через коробку. Угол поворота пропорционален длине коробки.

Аналогично в оптическом диапазоне. Если молекула закручена, как пружина или спираль, то среда из таких молекул поворачивает поляризацию света.

Это и есть естественное вращение плоскости поляризации — вращение без магнитного поля.

Пример спиральных молекул — молекула сахара. Все молекулы природного сахара закручены в одну сторону. Раствор такого сахара в воде поворачивает плоскость поляризации.

Другой пример — вращение плоскости поляризации при распространении света вдоль оптической оси кристаллического кварца. Заметим, что плавленый кварц не вращает плоскость поляризации света.

### Экзамен. Невзаимный элемент или ячейка Фарадея.

В эффекте Фарадея поворот поляризации света образует правый винт с направлением магнитного поля, а не с направлением луча света. Это позволяет создать ячейку Фарадея.

Ячейка Фарадея — прозрачный стержень, оптическая длина которого различается во встречных направлениях.

Ячейка представляет собой стеклянный стержень с наклеенными на торцы пластинками  $\frac{\lambda}{4}$ . Вдоль оси стержня включают постоянное магнитное поле.

Пусть вдоль стержня идет циркулярно поляризованная волна. Тогда входит в ячейку и выходит из ячейки линейно поляризованный свет. Направление линейной поляризации составляет  $45^\circ$  с главными направлениями пластинки  $\frac{\lambda}{4}$ . Поворотом одной из пластинок  $\frac{\lambda}{4}$  до ее приклеивания к стержню можно добиться того, чтобы входящая и выходящая в ячейку волны были линейно поляризованы вдоль одного и того же направления.

Рассмотрим, как свет проходит одну из торцевых пластинок  $\frac{\lambda}{4}$ . Пусть на входе в пластинку свет циркулярно поляризован, тогда на выходе — линейно поляризованный свет. Рассмотрим это явление во времени в обратную сторону. Свет из линейно поляризованного превращается в циркулярно поляризованный свет, но при обращении во времени вращающийся вектор  $\vec{E}$  изменяет направление вращения. Следовательно, если на ячейку Фарадея в обоих направлениях падает линейно поляризованный свет, то в стержне встречные световые волны имеют циркулярные поляризации с вращением вектора  $\vec{E}$  во встречных направлениях. Одна из встречных волн —  $\sigma^+$ -компонента, а другая —  $\sigma^-$ -компонента. Показатели преломления для этих двух волн  $n^+$  и  $n^-$  различаются в магнитном поле, и оптические длины ячейки  $n^+l$  и  $n^-l$  тоже различаются, здесь  $l$  — геометрическая длина стержня.

Таким образом, оптическая длина ячейки Фарадея различается во встречных направлениях.

### **Факультатив. Оптическая развязка или оптический диод.**

На основе эффекта Фарадея можно сделать устройство, которое в одну сторону свет пропускает, а в другую — нет. Это так называемая оптическая развязка или оптический диод. Пусть прозрачный стержень с продольным магнитным полем поворачивает линейную поляризацию на  $45^\circ$  за счет эффекта Фарадея. На торцы стержня приклеим поляризаторы так, чтобы угол между осями поляризаторов был бы равен тем же  $45^\circ$ . Если свет линейной поляризации в одну сторону полностью пропускается обоими поляризаторами, то для света во встречном направлении поляризация повернется так, что второй поляризатор полностью не пропустит этот свет.

Другой вариант оптической развязки — это пара элементов: поляризатор и пластинка  $\frac{\lambda}{4}$ .

Через поляризатор проходит линейно поляризованный свет. Плоскость пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  направлена перпендикулярно падающему на нее лучу, а оси пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  направлены под углом  $45^\circ$  к направлению вектора  $\vec{E}$  пропущенной поляризатором световой волны.

Свет на входе в пластинку  $\frac{\lambda}{4}$  можно представить, как сумму двух линейных поляризаций с направлениями вектора  $\vec{E}$  по осям пластинки. На выходе из пластики между этими двумя поляризациями возникает разность хода  $\frac{\lambda}{4} + m\lambda$ , где  $m$  — целое число. Пластинка  $\frac{\lambda}{4}$  по определению имеет разность оптических толщин для двух поляризаций равную  $\frac{\lambda}{4} + m\lambda$ . Такой разности хода соответствует разность фаз  $\frac{\pi}{2}$ .

На выходе пластинки  $\frac{\lambda}{4}$  при сложении двух линейных поляризаций с разностью фаз  $\frac{\pi}{2}$  получается циркулярная поляризация. Если такой свет отразить в обратном направлении, то после отражения от зеркала правая круговая поляризация превращается в левую, и наоборот. Ортогональная круговая поляризация после прохождения через пластинку  $\frac{\lambda}{4}$  в обратном направлении превращается в ортогональную линейную поляризацию. Эту скрещенную по отношению к исходной линейную поляризацию поляризатор не пропускает.