Отсюда могут быть найдены все интересующие нас величины. Из (77.6) получаем

$$\psi_o+\psi_e'=\beta_e-\beta_o=5°12'. \qquad (77.9)$$

Таким образом, углы ψ_o, ψ_e', φ малы и их синусы можно заменить самими углами. Это дает для апертуры

$$\varepsilon=2\varphi=\frac{2n_o n_e}{n_o+n_e}(\beta_e-\beta_o)=8°9' \qquad (77.10)$$

и для отношения сторон

$$\frac{a}{b}=\operatorname{tg}(\beta_o+\psi_o)=\operatorname{tg}\left(\beta_o+\frac{\varphi}{n_o}\right)=0,826. \qquad (77.11)$$

§ 78. Анализ поляризованного света

1. В линейной поляризации света можно убедиться с помощью поляризационной призмы (николя) или любого поляризатора, способного давать полностью линейно поляризованный свет. (С целью сокращения всякий поляризатор в дальнейшем называется *николем*.) Для этого николь ставят на пути исследуемого света. При вращении николя вокруг направления луча интенсивность проходящего света, вообще говоря, будет изменяться. Если при некотором положении николя проходящий свет полностью гасится, то падающий свет был поляризован *линейно*.

Если падающий свет естественный или поляризован по кругу, то при вращении николя интенсивность проходящего света меняться не будет. Для отличия одного случая от другого применяется *пластинка в четверть волны* (короче, $\lambda/4$) или *компенсатор*. Пластинка в четверть волны есть кристаллическая пластинка, которая вносит дополнительную разность фаз в $\pi/2$ между проходящими через нее лучами, поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях. Эти плоскости определяют в плоскости пластинки два направления, называемые *главными направлениями пластинки*. Обычно пластинка $\lambda/4$ вырезается из одноосного кристалла (например, кварца) параллельно его оптической оси. Тогда дополнительная разность фаз в $\pi/2$ вносится между обыкновенным и необыкновенным лучами. Но пластинку $\lambda/4$ можно изготовить и из двуосного кристалла, например слюды. В дальнейшем для определенности предполагается, что пластинка $\lambda/4$ вырезана из одноосного кристалла. В свете, поляризованном по кругу, разность фаз между любыми двумя взаимно перпендикулярными колебаниями равна $\pm\pi/2$. Если на пути такого света поставить пластинку $\lambda/4$, то она внесет дополнительную разность фаз $\pm\pi/2$. Результирующая разность фаз получится 0 или π, и свет станет поляризованным *линейно*. Его можно полностью погасить поворотом николя. Если же падающий свет естественный, то он останется таковым и после прохождения через пластинку $\lambda/4$. В этом случае гашения не будет.

2. Для отличия правой круговой поляризации от левой можно воспользоваться тем же приспособлением. Допустим, что свет рас-

пространяется вдоль оси Z по направлению к читателю, а оптическая ось пластинки $\lambda/4$ ориентирована вдоль оси Y. Тогда вектор $\boldsymbol{E}$ в необыкновенной волне будет параллелен оси Y, а в обыкновенной — оси X. Для определенности допустим, что поляризация правая (рис. 271), т. е. вращение вектора $\boldsymbol{E}$ совершается по часовой стрелке. В этом случае перед пластинкой необыкновенная волна опережает по фазе обыкновенную на $\pi/2$ (см. § 62, пункт 4). Если z — толщина

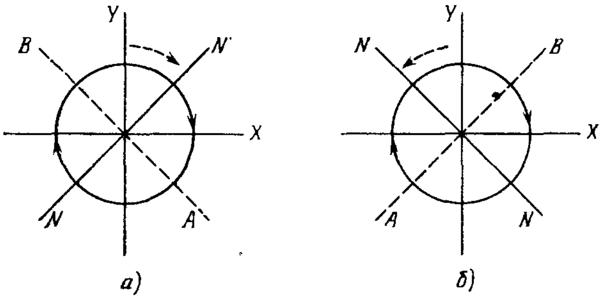

Рис. 271.

пластинки, то после прохождения через нее между этими волнами возникнет дополнительная разность фаз

$$\Delta_{\text{доп}} = (\omega t - kn_e z) - (\omega t - kn_o z) = k(n_o - n_e)\,z,$$

где k — волновое число в вакууме. Для отрицательного кристалла ($n_o > n_e$, исландский шпат) $\Delta_{\text{доп}} = +\pi/2$, для положительного ($n_o < n_e$, кварц) $\Delta_{\text{доп}} = -\pi/2$. В первом случае полная разность хода равна $\Delta = \pi$, и плоскость колебаний прошедшего света на рис. 271; *а* будет направлена вдоль пунктирной биссектрисы AB. Если первоначально главное сечение николя проходило через оптическую ось Y пластинки $\lambda/4$, то его надо повернуть в положение NN в направлении пунктирной стрелки, т. е. *в ту же сторону*, куда вращается вектор $\boldsymbol{E}$ в падающей волне, чтобы полностью погасить проходящий свет. Во втором случае $\Delta = 0$ (рис. 271, *б*) и николь надо повернуть в противоположную сторону, т. е. *против направления вращения вектора* $\boldsymbol{E}$ в падающей волне. Если поляризация падающей волны *левая*, то все вращения николя надо производить в *противоположную сторону*.

Результаты можно резюмировать в виде следующего правила. *Пусть в исходном положении плоскость главного сечения николя проходит через оптическую ось пластинки $\lambda/4$. Положительным считается вращение николя вправо, отрицательным — влево (если смотреть против направления распространения света, выходящего из николя). Тогда, если знаки кристаллической пластинки $\lambda/4$ и вращения николя одинаковы, то круговая поляризация левая, если же они разные, то правая.*

3. Рассмотрим более общий вопрос: как отличить естественный свет от света, поляризованного по кругу, и от смеси естественного света с поляризованным по кругу? Для этого поставим снова на пути света пластинку в четверть волны и николь. *Если при вращении николя при любом положении пластинки интенсивность не меняется, то свет естественный. Если интенсивность меняется и падает до нуля, то он поляризован по кругу. Если же интенсивность меняется, но не падает до нуля, то падающий свет состоит из смеси естественного с поляризованным по кругу.*

4. Допустим теперь, что падающая волна *поляризована эллиптически*. Если поставить николь, то при его вращении интенсивность проходящего света в двух положениях (отличающихся друг от друга на 180°) будет максимальна, а в перпендикулярных к ним положениях минимальна. Эти положения определят направления главных осей эллипса колебаний. После этого на пути падающего света поставим пластинку $\lambda/4$, оптическая ось которой ориентирована параллельно одной из главных осей эллипса. Тогда после прохождения через пластинку свет станет поляризован линейно и может быть погашен поворотом николя. При этом николь надо будет повернуть на некоторый угол относительно исходного положения, когда интенсивность проходящего через него света была минимальна или максимальна. Действительно, в исходном положении главное сечение николя было ориентировано параллельно одной из главных осей эллипса колебаний. После же прохождения через пластинку $\lambda/4$ плоскость колебаний линейно поляризованного света будет проходить через одну из диагоналей прямоугольника на рис. 236.

5. Нетрудно сообразить, как поступить, чтобы отличить друг от друга: 1) эллиптически поляризованный свет; 2) смесь естественного света с линейно поляризованным светом (*отчасти линейно поляризованный свет*); 3) смесь естественного света с эллиптически поляризованным светом (*отчасти эллиптически поляризованный свет*). Опять надо поместить на пути распространения света пластинку в четверть волны, а за ней николь. Если вращением пластинки вокруг направления луча можно найти такое положение, при котором свет, прошедший через нее, можно погасить последующим вращением николя, то падающий свет был *эллиптически поляризован*. Если это сделать не удается, то мы имеем дело либо со смесью естественного света с линейно поляризованным, либо со смесью естественного света с эллиптически поляризованным. Чтобы отличить друг от друга эти два последних случая, на пути света ставят сначала только один николь и устанавливают его на минимум интенсивности проходящего света. Затем перед николем помещают пластинку в четверть волны. Вращением пластинки и николя снова добиваются минимума интенсивности. Если этот минимум интенсивности получается при прежнем положении николя (или при повороте его на 180°), то мы имеем *смесь естественного света с линейно*

поляризованным. Если же для получения минимума требуется повернуть николь на некоторый угол, — то *смесь естественного света с эллиптически поляризованным*.

6. Вместо пластинки $\lambda/4$ (а также пластинки $\lambda/2$, вносящей дополнительную разность хода в полволны) применяются более совершенные приспособления, называемые *компенсаторами*. Они также могут служить для анализа поляризации света.

Компенсатор Бабине (рис. 272) состоит из двух слабо скошенных кварцевых клиньев *I* и *II*, оптические оси которых взаимно перпендикулярны, что показано на рисунках точками и направлением штриховки. Клин *I* неподвижен, клин *II* может относительно него перемещаться вверх и вниз с помощью микрометрического винта. При таких перемещениях обращенные друг к другу поверхности клиньев остаются параллельными. Пусть луч падает на компенсатор слева направо перпендикулярно к его поверхности. В компенсаторе он разделяется на обыкновенный и необыкновенный лучи, идущие в одном направлении. Обыкновенный луч в первом клине при вступлении во второй, очевидно, становится необыкновенным и наоборот. В результате между колебаниями, параллельными и перпендикулярными к плоскости рисунка, возникнет дополнительная разность фаз

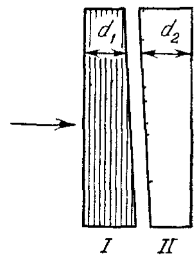

Рис. 272

$$\Delta_{\text{доп}} = (\omega t - kn_e d_1 - kn_o d_2) - (\omega t - kn_o d_1 - kn_e d_2) = \\ = k(n_e - n_o)(d_2 - d_1),$$

где d_1 и d_2 — толщины первого и второго клиньев вдоль пересекающего их луча, а $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме.

Для кварца (положительный кристалл) $n_e > n_o$. В том месте, где $d_1 = d_2$, дополнительная разность фаз $\Delta_{\text{доп}}$ равна нулю. Выше этого места величина $\Delta_{\text{доп}}$ положительна, ниже — отрицательна, причем она линейно возрастает с расстоянием при смещении луча вверх. Если на компенсатор падает параллельный пучок линейно или эллиптически поляризованного света, то на выходе компенсатора в разных местах полная разность фаз Δ будет разной. Линии равной разности фаз имеют форму прямых, параллельных ребрам клиньев. Выходящий свет останется поляризованным эллиптически, но форма эллипса колебаний будет другой, меняясь при переходе от одной линии равной разности фаз к другой. Когда полная разность фаз равна $\Delta = 2m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \ldots$), свет будет поляризован линейно. Если его рассматривать через надлежаще ориентированный николь, то на поверхности компенсатора появятся равноотстоящие параллельные темные полосы. Если николь повернуть на 90°, то полосы сместятся на полполосы, т. е. появятся там, где $\Delta = (2m+1)\pi$. Если микрометрическим винтом перемещать клин *II*, то при неизменном положении луча будет меняться и дополнительная разность фаз $\Delta_{доп}$. Шкалу на барабане микрометрического винта можно проградуировать таким образом, чтобы сразу получить значение величины $\Delta_{доп}$.

Разность фаз $\Delta_{доп}$, вносимая компенсатором Бабине, зависит от точки вхождения падающего луча. В усовершенствованной форме, приданной компенсатору Солейлем (1798—1878), этот недостаток устранен: все падающие лучи приобретают одну и ту же дополнительную разность фаз. Как и компенсатор Бабине, *компенсатор Бабине — Солейля* состоит из таких же кварцевых клиньев, но ориентированных оптическими осями параллельно друг другу (рис. 273). Перед клиньями располагается плоскопараллельная кварцевая пластинка, оптическая ось которой перпендикулярна к оптической оси клиньев. Толщина пластинки равна сумме толщин клиньев в нулевом положении, когда они по высоте не смещены относительно друг друга. Оба клина вместе действуют как плоскопараллельная пластинка, толщину которой можно менять микрометрическим винтом. Тем самым действие компенсатора Бабине — Солейля сведено к действию двух кристаллических пластинок с взаимно перпендикулярными оптическими осями.

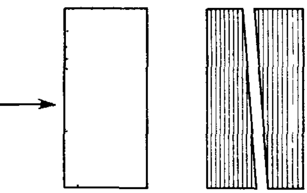

Рис. 273.

ЗАДАЧИ

1. Определить наименьшую толщину d пластинки слюды, чтобы она могла служить пластинкой в четверть волны для желтого света натрия. Для такого света показатели преломления волн, идущих внутри пластинки перпендикулярно к ней, соответственно равны $n_1 = 1{,}5941$, $n_2 = 1{,}5887$. Сделать то же самое для кварца ($n_o = 1{,}5442$, $n_e = 1{,}5533$).

Ответ. 1) $d = \dfrac{\lambda}{4(n_1 - n_2)} = 27$ мкм; 2) $d = \dfrac{\lambda}{4(n_e - n_o)} = 16{,}2$ мкм.

2. Смесь света, поляризованного по кругу, и естественного рассматривается через кристаллическую пластинку в четверть волны и николь При вращении николя вокруг оси светового пучка найдено, что максимальная интенсивность света, прошедшего через систему, в $m = 3$ раза превосходит минимальную интенсивность. Найти отношение интенсивности света $I_к$, поляризованного по кругу, к интенсивности естественного света I_e.

Ответ. $I_к/I_e = {}^1/_2\,(m - 1) = 1$.

3. На пути линейно поляризованного света поставлена пластинка в полволны. Плоскость колебаний падающего света составляет угол α с оптической осью пластинки. Определить поляризацию света, прошедшего через пластинку.

Ответ. Линейная поляризация сохранится, но плоскость колебаний будет наклонена к оптической оси под углом $\beta = -\alpha$, т. е. повернется на угол 2α. В частности, когда $\alpha = 45°$, плоскость колебаний повернется на $90°$.

4. Параллельный пучок монохроматического света, поляризованный по правому кругу, падает нормально на пластинку в полволны. Найти состояние поляризации света, прошедшего через эту пластинку.

Ответ. Свет будет поляризован по левому кругу.

5. Параллельный пучок монохроматического света падает нормально на поляроид, а затем на пластинку в полволны. Главная плоскость поляроида (в которой лежит электрический вектор пропускаемой им волны) составляет угол α с осью этой пластинки. Найти состояние поляризации прошедшего света на выходе из пластинки в полволны.

Ответ. Свет останется линейно поляризованным, но плоскость колебаний электрического вектора повернется на угол 2α и станет симметрично расположенной со своим исходным положением относительно оси пластинки в полволны.

6. Параллельный пучок монохроматического света проходит через два николя, главные сечения которых повернуты друг относительно друга на угол $\alpha = 20°$. Между николями ставится пластинка в полволны из одноосного кристалла, вырезанная параллельно оптической оси. Какой угол β должна составлять оптическая ось пластинки с главным направлением первого николя, чтобы свет через эту систему не прошел?

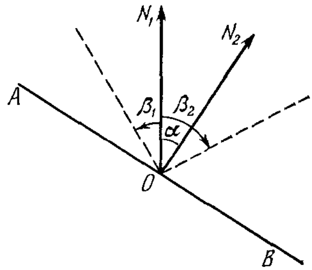

Рис. 274.

Решение. Свет не пройдет через второй николь, если электрический вектор перпендикулярен к главному сечению этого николя, т. е. параллелен прямой AB, перпендикулярной к тому же сечению (рис. 274). Ось пластинки должна быть ориентирована по биссектрисе угла AON_1 или угла N_1OB, ему дополнительного до π (см. предыдущую задачу). Это дает два значения угла β:

$$\beta_1 = -\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} = -35°, \quad \beta_2 = \frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} = +55°.$$

7. Линейно поляризованная волна проходит через кристаллическую пластинку, одно из главных направлений которой составляет с главным сечением поляризатора угол φ. Разность фаз, сообщаемая пластинкой, равна δ. Найти: 1) отношение полуосей эллипса колебаний полученного эллиптически поляризованного света; 2) угол между главными направлениями пластинки и полуосями эллипса.

Решение. Линейно поляризованный луч по выходе из пластинки превращается в эллиптически поляризованный:

$$x = a\cos\omega t, \quad y = b\cos(\omega t + \delta),$$

где x и y — составляющие электрического вектора вдоль координатных осей, совпадающих с главными направлениями пластинки. Для определения полуосей полученного эллипса найдем проекции светового вектора x' и y' на оси координат, повернутые на угол θ относительно первоначальной системы:

$$x' = a\cos\theta\cos\omega t + b\sin\theta\cos(\omega t + \delta) = A\cos(\omega t + \alpha),$$
$$y' = -a\sin\theta\cos\omega t + b\cos\theta\cos(\omega t + \delta) = B\cos(\omega t + \beta),$$

где A и B — полуоси эллипса, определяющиеся уравнениями

$$\begin{aligned} A\cos\alpha &= a\cos\theta + b\sin\theta\cos\delta, & A\sin\alpha &= b\sin\theta\sin\delta, \\ B\cos\beta &= -a\sin\theta + b\cos\theta\cos\delta, & B\sin\beta &= b\cos\theta\sin\delta. \end{aligned} \tag{78.1}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} A^2 &= a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta + ab\sin 2\theta\cos\delta, \\ B^2 &= a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta - ab\sin 2\theta\cos\delta. \end{aligned} \tag{78.2}$$

Складывая и вычитая эти соотношения, получим

$$A^2 + B^2 = a^2 + b^2 = R^2, \tag{78.3}$$
$$A^2 - B^2 = (a^2 - b^2)\cos 2\theta + 2ab\sin 2\theta\cos\delta. \tag{78.4}$$

где R — амплитуда волны, прошедшей через поляризатор. Чтобы амплитуды A и B соответствовали колебаниям вдоль осей эллипса, надо выбрать θ так, чтобы разность $A^2 - B^2$ была максимальной или минимальной. Приравнивая ее производную нулю, из этого условия найдем

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2ab}{a^2 - b^2} \cos\delta. \tag{78.5}$$

Из (78.1) находим

$$\begin{gathered} AB \sin(\alpha - \beta) = -ab \sin\delta, \\ AB \cos(\alpha - \beta) = ab \cos 2\theta \cos\delta - \frac{a^2 - b^2}{2} \sin 2\theta, \end{gathered} \tag{78.6}$$

или

$$\frac{AB \cos(\alpha - \beta)}{ab \cos 2\theta \cos\delta} = 1 - \frac{a^2 - b^2}{2ab \cos\delta} \operatorname{tg} 2\theta.$$

Подставляя вместо $\operatorname{tg} 2\theta$ его значение из (78.5), получаем $\frac{AB \cos(\alpha - \beta)}{ab \cos 2\theta \cos\delta} = 0$, откуда $\cos(\alpha - \beta) = 0$, $(\alpha - \beta) = \pm\pi/2$. Следовательно, из первого уравнения (78.6) имеем $AB = \pm ab \sin\delta$. Так как $b/a = \operatorname{tg}\varphi$, то

$$\sin 2\varphi = \frac{2ab}{a^2 + b^2}, \quad \cos 2\varphi = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}, \quad \operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2ab}{a^2 - b^2}.$$

Таким образом, уравнение (78.5) получит следующий вид:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \operatorname{tg} 2\varphi \cos\delta.$$

Этим уравнением и определяется угол θ между главными направлениями пластинки и осями эллипса. Для второго неизвестного введем обозначение $B/A = \operatorname{tg} I$ и воспользуемся формулой $\sin 2I = 2 \operatorname{tg} I/(1 + \operatorname{tg}^2 I)$. Тогда получим

$$\sin 2I = \frac{2AB}{A^2 + B^2} = \frac{2ab \sin\delta}{a^2 + b^2} = \sin 2\varphi \sin\delta.$$

8. На кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, падает нормально свет, поляризованный по кругу. Прошедший свет рассматривается через анализатор.

1) Пренебрегая потерями света на отражение, определить интенсивность прошедшего света, если главное сечение анализатора составляет угол α с одним из главных направлений пластинки. 2) Под каким углом надо поставить анализатор, чтобы получить максимальную и минимальную интенсивности?

Решение. 1) Если свет поляризован по кругу, то слагающие колебания по координатным осям могут быть представлены в виде

$$x = a \cos\omega t, \quad y = a \sin\omega t.$$

После прохождения через кристаллическую пластинку, сообщающую разность фаз δ, уравнения колебаний перейдут в

$$x = a \cos\omega t, \quad y = a \sin(\omega t + \delta).$$

При выходе из анализатора результирующее колебание будет

$$\xi = a \cos\alpha \cos\omega t + a \sin\alpha \sin(\omega t + \delta) = \\ = a(\cos\alpha + \sin\alpha \sin\delta) \cos\omega t + a \sin\alpha \cos\delta \sin\omega t.$$

Отсюда получаем для интенсивности.

$$I = a^2 \{(\cos\alpha + \sin\alpha \sin\delta)^2 + (\sin\alpha \cos\delta)^2\} = a^2 (1 + \sin 2\alpha \sin\delta).$$

2) При постоянном δ интенсивность достигает максимума или минимума, когда $\cos 2\alpha = 0$, т. е. при $\alpha = {}^1/_4\,\pi$, ${}^3/_4\,\pi$. Если $\sin\delta > 0$, то первому значению соответствует максимум, а второму — минимум; при $\sin\delta < 0$ — наоборот.

9. Клин из двоякопреломляющего вещества помещен на пути монохроматического света, поляризованного по кругу. Оптическая ось параллельна ребру клина. Описать картину, наблюдаемую через николь, когда клин неподвижен и когда он поворачивается вокруг направления распространения света.

Решение. Согласно предыдущей задаче интенсивность света, прошедшего через анализатор,

$$I = a^2(1 + \sin 2\alpha \sin \delta).$$

Если $\sin 2\alpha > 0$, то при постоянном α интенсивность минимальна, когда

$$\sin\delta = -1, \quad \text{т. е. при} \quad \delta = 3\pi/2, \quad 7\pi/2, \ \ldots,$$

и максимальна, когда

$$\sin\delta = 1, \quad \text{т. е. при } \delta = \pi/2, \quad 5\pi/2, \quad 9\pi/2, \ \ldots$$

Если же $\sin 2\alpha < 0$, то в первом случае будет максимум, а во втором — минимум интенсивности. Во всех случаях в поле зрения будут видны чередующиеся светлые и темные полосы. При вращении клина будет меняться угол α, а с ним и интенсивность в каждой точке клина. При углах $\alpha = 90$, 180 и 270° весь клин будет освещен равномерно, а при углах $\alpha = 45$, 135, 225, 315° будет наблюдаться наибольший контраст темных и светлых полос. При переходе через углы $\alpha = 90$, 180, 270° темные полосы будут переходить в светлые, а светлые — в темные.

10. Два когерентных пучка квазимонохроматического неполяризованного света равной интенсивности дают на экране интерференционные полосы. Какой толщины кристаллическую пластинку надо ввести на пути одного из этих пучков, чтобы интерференционные полосы исчезли и притом так, чтобы их нельзя было восстановить никакой стеклянной пластинкой, вводимой в другой пучок? Как изменится картина, если за кристаллической пластинкой поставить поляроид? При каком положении поляроида интерференционных полос не будет?

Решение. Разложим мысленно световую волну на две составляющие, электрические векторы которых взаимно перпендикулярны и параллельны главным осям пластинки. При введении пластинки интерференционные полосы от каждой составляющей сместятся. Если введенная пластинка является пластинкой в полволны, то разность смещений составит половину ширины полосы. В этом случае при введении пластинки интерференционные полосы пропадут. При введении поляроида они появятся вновь. Исключение составляет случай, когда оси поляроида наклонены под углом 45° к осям пластинки. В этом случае интерференционные полосы наблюдаться не будут.

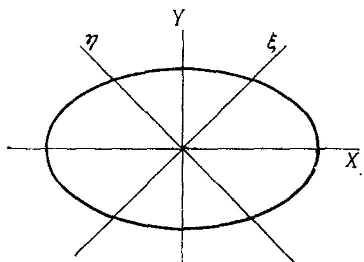

Рис. 275.

11. Плоская световая волна эллиптически поляризована. Длины полуосей эллипса колебаний равны соответственно a и b. Какую кристаллическую пластинку надо поставить на пути распространения волны и как надо ориентировать эту пластинку, чтобы получить свет, поляризованный по кругу: 1) с тем же направлением вращения; 2) с противоположным направлением вращения?

Решение. В системе главных осей X, Y эллиптическое колебание представляется уравнениями $E_X = a\cos\omega t$, $E_Y = b\sin\omega t$ (рис. 275). Перейдем к новой системе ξ, η, оси которой являются биссектрисами прежних координатных углов. В этой системе то же колебание представится в виде

$$E_\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}(a\cos\omega t + b\sin\omega t) = \sqrt{\frac{a^2+b^2}{2}}\cos(\omega t - \varphi),$$

$$E_\eta = \frac{1}{\sqrt{2}}(-a\cos\omega t + b\sin\omega t) = \sqrt{\frac{a^2+b^2}{2}}\cos[\omega t - (\pi - \varphi)],$$

где φ — острый угол, определяемый уравнением $\operatorname{tg}\varphi = b/a$. Колебания вдоль осей ξ и η совершаются с одинаковыми амплитудами $\sqrt{(a^2+b^2)/2}$, причем колебание вдоль оси ξ опережает по фазе колебание вдоль оси η на угол $\delta = \pi - 2\varphi$. Внесем кристаллическую пластинку, чтобы ее оси были ориентированы вдоль ξ и η и чтобы она изменила разность фаз до $\pm\pi/2$. Для этого должно быть выполнено соотношение

$$(\omega t - \varphi - k_\xi l) - (\omega t - \pi + \varphi - k_\eta l) = \pm\,\pi/2,$$

откуда

$$l = \frac{2\varphi - \pi \pm \pi/2}{k_\eta - k_\xi} = \lambda\,\frac{\varphi/\pi - {}^1/_2 \pm {}^1/_4}{n_\eta - n_\xi}.$$

Тогда волна перейдет в волну, поляризованную по кругу. Знаку плюс соответствует то же направление вращения, что и в исходной эллиптически поляризованной волне, а знаку минус — противоположное. Такой же результат получится, если толщину пластинки изменить на $m\lambda/(n_\eta - n_\xi)$, где m — целое число.

§ 79. Интерференция поляризованных лучей

1. Явления *интерференции поляризованных лучей* в истории оптики имели большое значение для выяснения фундаментального вопроса о *природе световых колебаний*. Они исследовались в классических опытах Френеля и Араго (1816 г.). Конечно, лучи от независимых источников света интерферировать не будут, даже если они предварительно пропущены через поляризационное приспособление. Для интерференции необходима *когерентность*. Однако, как видно из формулы (26.2), результат интерференции линейно поляризованных лучей зависит от угла между плоскостями световых колебаний. Интерференционные полосы наиболее контрастны, когда плоскости колебаний параллельны. Интерференция никогда не наблюдается, если волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Это впервые было установлено в упомянутых выше опытах Френеля и Араго. Отсюда Френель пришел к заключению о *поперечности световых колебаний* (см. § 26, пункт 5).

2. Одна из возможных схем для исследования интерференции поляризованных лучей изображена на рис. 276. Лучи от первичного источника света S проходят через поляроид П или другое поляризационное приспсобление. Вторичные когерентные источники S_1 и S_2 получаются одним из способов, применяемых для осуществления двухлучевой интерференции. Исходящие из них пучки поляризованы в параллельных плоскостях. На пути одного из пучков вводится полуволновая кристаллическая пластинка K. В другом пучке для компенсации возникшей разности хода помещается стеклянная пластинка P надлежащей толщины. Стеклянная пластинка, конечно, не меняет направления колебаний проходящей через нее линейно поляризованной волны. Кристаллическая пластинка действует так же только в том случае, когда ее оптическая ось параллельна или перпендикулярна к плоскости колебаний. В этом случае из пластинок K и P выходят одинаково поляризованные когерент-