Известия НАН Армении. Физика, т. 31, №6. с. 267—275 (1996)

УДК 532.535

УСИЛЕНИЕ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Г. А. ВАРДАНЯН, А. А. ГЕВОРГЯН

Московский государственный университет
Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 августа 1995 г.)

Исследованы возможности усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации анизотропной пластинкой с отсутствием эллиптичности поляризации. Показано, что разрешающая способность усилителя, не вносящего характерной для анизотропных пластинок эллиптичности поляризации в прошедшей волне, всегда меньше, в лучшем случае равна единице. Найдены условия, при которых пластинка работает как идеальный стабилизатор. Изучено влияние поглощения на усиление поворота плоскости поляризации. Приведены результаты экспериментального исследования азимутальной неэквивалентности.

1. Введение

Усилению поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации посвящен ряд работ. В работе [1] описан метод использования дихроичной пластинки в качестве усилителя поворота плоскости поляризации: при этом усиление достигается за счет уменьшения интенсивности света. В работе [2] предложен способ усиления при отражении света от изотропной среды. В этом случае изменение интенсивности, обусловленное изменением азимута поляризации, уменьшается при увеличении коэффициента усиления. В работах [3—6] использован выдвинутый в [3] критерий усиления—свойство азимутальной неэквивалентности при прохождении света через анизотропные среды. В этом случае интенсивность прошедшего света обычно большая, но появляется эллиптичность поляризации, которая увеличивает шумы в измерениях, а также ухудшается разрешающая способность устройства, измеряющего азимут. Отметим, что в этом случае разрешающая способность все же больше, чем в вышеперечисленных случаях. В работе [7] показано, что в общем случае усиление поворота плоскости поляризации света достигается или за счет уменьшения интенсивности света, или за счет увеличения эллиптичности поляризации. В работе [8] в качестве усилителя предлагаются две анизотропные пластинки, повернутые друг относительно друга на некоторый угол. Ниже приводятся результаты дальнейшего изучения усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации анизотропной пластинкой при отсутствии и при наличии поглощения.

2. Прохождение света через пластинку анизотропного кристалла

Рассмотрим нормальное падение света на пластинку анизотропного одноосного кристалла. Пусть среда занимает область $0 \geqslant z \geqslant b$, плоскость раздела совпадает с плоскостью xy, а из области $z>0$ на границу $z=0$ падает линейно-поляризованная волна с составляющим электрического поля $E_x=E\cos\varphi$, $E_y=E\sin\varphi$, где φ—азимут поляризации падающей волны, E—модуль вектора **E**. Допустим, что пластинка с обеих сторон граничит с однородными и изотропными полубесконечными средами с коэффициентами преломления n_1 и n_2. Оптическая ось среды параллельна оси x. Такая задача при $n_1 \neq n_2 \neq 1$ рассмотрена также в работе [9]. Точное аналитическое решение граничной задачи приводит к таким результатам:

$$E_{tx,y}=A_{tx,y}\cdot\exp(i\cdot F_{tx,y})\cdot E_{x,y},\quad E_{rx,y}=A_{rx,y}\cdot\exp(i\cdot F_{rx,y})\cdot E_{x,y}, \tag{1}$$

$$A_{tx,y}=2\cdot n_1\cdot n_{x,y}/\Delta_{x,y},$$

$$A_{rx,y}=[n_{x,y}^2(n_2-n_1)^2\cos^2 a_{x,y}+(n_1n_2-n_{x,y}^2)^2\sin^2 a_{x,y}]^{1/2}/\Delta_{x,y},$$

$$\text{где } E_{tx,y}=\operatorname{arctg}\left\{\frac{\operatorname{tg}a_{x,y}(n_1n_2+n_{x,y}^2)}{[n_{x,y}(n_1+n_2)]}\right\}, \tag{2}$$

$$F_{rx,y}=\operatorname{arctg}\left\{\frac{2n_{x,y}n_1(n_{x,y}-n_2^2)\sin a_{x,y}\cos a_{x,y}}{n_{x,y}^2(n_1^2-n_2^2)\cos^2 a_{x,y}+(n_2^2n_1^2-n_{x,y}^4)\sin^2 a_{x,y}}\right\},$$

$$\Delta_{x,y}=[n_{x,y}^2(n_1^2-n_2^2)^2\cos^2 a_{x,y}+(n_1n_2+n_{x,y}^2)^2\sin^2 a_{x,y}]^{1/2},$$

$a_{x,y}=\dfrac{\omega}{c}n_{x,y}d$, n_x, n_y—коэффициенты преломления обыкновенной и необыкновенной волны соответственно, d—толщина пластинки, λ—длина волны в вакууме, индексами r и t обозначены величины, относящиеся к отраженной и прошедшей волнам соответственно.

Для коэффициентов усиления $f_i=d\psi_i/d\varphi$ (ψ_i—азимут поляризации отраженной ($i=r$) или прошедшей ($i=t$) волны) получаем:

$$f_i=\frac{\pm A_i z_i\cos\beta_i}{(z_i^2-t_i^2)\cos^2\varphi}, \tag{3}$$

где $i=r,t$, $\beta_i=F_{iy}-F_{ix}$, $A_i=A_{iy}/A_{ix}$, $t_i=2A\sin\beta_i\operatorname{tg}\varphi$, $z_i=1+A_i^2\operatorname{tg}^2\varphi$,

а связь между азимутами определяется формулой

$$\psi_i=\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\left[\frac{2A_i\cos\beta_i\operatorname{tg}\varphi}{2-z_i}\right]. \tag{4}$$

Отметим,, что и отраженная, и прошедшая волны в общем случае имеют эллиптическую поляризацию. Под азимутом поляризации прошедшего света будем понимать угол между осью x и большой осью эллипса поляризации. Эллиптичности определяются по формуле

$$\zeta_i = \frac{-\sqrt{z_i^2 - t_i^2} \pm z_i}{t_i}. \tag{5}$$

Для разрешающих способностей получаем

$$R_i = \frac{A_i \cos\beta_i A_{ix}}{(z_i^2 - t_i^2)^{3/4}} \sqrt{\frac{z_i(1+\zeta_0^2)}{(z_i+t_i)(1-\zeta_0^2)}}, \tag{6}$$

где ζ_0—эллиптичность падающего света.

При $\cos\beta_i \neq 0; \pm 1$ из условия $d^2\psi_i/d\varphi^2 = 0$ следуют экстремальные значения азимута поляризации падающего света:

$$\varphi_{iext1,2} = \pm m\pi, \pm(2m+1)\pi/2, \tag{7}$$

$$\varphi_{iext3,4} = \operatorname{arctg}\left[\frac{1}{A_i}\sqrt{\left|\frac{A_i^2 - 1 \pm \sqrt{b_i x_i}}{1 - A_i^2 - b_i}\right|}\right] \pm m\pi, \quad m = 0,1,2\ldots,$$

где $x_i = (A_i^2 - 1)^2 + A_i^2 b_i$.

Непосредственной подстановкой убеждаемся, что $\varphi_{iext1,2}$ соответствуют минимумам величины $|f_i|$:

$$|f_i|_{min1,2} = |A_i \cos\beta_i|, |\cos\beta_i / A_i|, \tag{8}$$

а $\varphi_{iext3,4}$—максимумам:

$$|f_i| = {}_{max3,4}\left|\frac{\cos\beta_i}{A_i}\left(\frac{(\sqrt{x_i} \pm \sqrt{b_i})^2}{2\sqrt{b_i x_i} \pm b_i(3 - A_i^2 - b_i)}\right)\right|. \tag{9}$$

Нужно отметить, что $\varphi_{iext3} = \varphi_{iext4}$.

Зависимости величин $|f_i|_{max}$, ζ_{imax}, T_{max} от длины волны и от толщины пластинки подробно изучены в работе [7] (ζ_{imax}, T_{max}—значения эллиптичности и коэффициента прохождения на том азимуте, на котором $|f_i| = |f_i|_{max}$).

Обсудим возможности получения усиления поворота плоскости поляризации с сохранением плоской поляризации. В работах [7, 8] рассматривалась возможность получения усиления с сохранением плоской поляризации в случае $n_1 = n_2 = 1$ при условиях $2\pi d n_x/\lambda = \pm(2m_1+1)\pi/2$, $2\pi d n_y/\lambda = \pm(2m_2+1)\pi/2$, где m_1 и m_2—целые числа. Прежде всего, как видно из (2), при указанных условиях эллиптичность будет отсутствовать и в более общем случае, а именно, при $n_1 = n_2$. Обсудим теперь и другие возможности получения усиления при отсутствии эллиптичности.

Как видно из (2), при $n_x = n_2$, $\cos a_y = 0$ или при $n_y = n_2$, $\cos a_x = 0$ величина $F_{rx} - F_{ry} = \pm m\pi$, т.е. в этих случаях отраженная волна имеет линейную поляризацию при любом азимуте поляризации падающего линейно-поляризованного света.

При $n_x = n_2$, $\cos a_y = 0$ величина $A_{rx} = (n_x - n_1)/(n_x + n_1)$, а $A_{ry} = (n_x n_1 -$

$-n_y^2)/(n_xn_1+n_y^2)$. При отсутствии эллиптичности, как известно, коэффициент усиления определяется по формуле [7,8]

$$f_i=\pm A_i(1+\mathrm{tg}^2\varphi)/z_i, \tag{10}$$

а максимальное усиление при $|A_i|>1$ получается на азимуте $\varphi_{max}=\pm m\pi$ и $|f_i|_{max}=|A_i|$, а при $|A_i|<1$ — на азимуте $\varphi_{max}=\pm(2m+1)\pi/2$ и $|f_i|_{max}=1/|A_i|$.

В данном случае

$$A_r=\frac{(n_xn_1-n_y^2)(n_x+n_1)}{(n_x-n_1)(n_xn_1+n_y^2)}. \tag{11}$$

Так как $A_r\neq1$ ($A_r=1$ только при $n_xn_1=n_y^2$, а такое равенство нами не предполагается), то имеет место усиление поворота плоскости поляризации с сохранением плоской поляризации. Как видно из (11), варьируя значения n_x, n_y и n_1, можно получить сколь угодно большие усиления. Однако проблема в том, что при больших значениях максимального усиления коэффициент отражения очень мал.

В общем случае при отсутствии эллиптичности усиление получается за счет уменьшения интенсивности. Действительно, если $|f_i|_{max}\gg1$, то это означает, что либо $|A_{ix}|\gg|A_{iy}|$, либо $|A_{iy}|\gg|A_{ix}|$. При $|A_{iy}|\gg|A_{ix}|$ максимальное усиление получается на азимуте $\varphi_{max}=\pm m\pi$ и следовательно, $I_{imax}=A_{ix}^2$, т.е. интенсивность очень мала. Если же $|A_{iy}|\ll|A_{ix}|$, то максимальное усиление получается на азимуте $\varphi_{max}=\pm(2m+1)\pi/2$ и $I_{imax}=A_{iy}^2$, т.е. интенсивность опять очень мала.

Разрешающая способность на азимуте максимального усиления при $|A_{iy}|>|A_{ix}|$ равна

$$R_{imax}=\frac{A_{iy}^2}{A_{ix}^2}A_{ix}^2=|A_{iy}|\leqslant1, \tag{12}$$

а при $|A_{iy}|<|A_{ix}|$

$$R_{imax}=\frac{A_{ix}^2}{A_{iy}^2}A_{iy}^2=|A_{ix}|\leqslant1, \tag{13}$$

т. е. при отсутствии эллиптичности в случае существования усиления разрешающая способность на азимуте максимального усиления меньше или в лучшем случае равна единице.

В случае $n_y=n_2$, $\cos\alpha_x=0$ величина $A_{ry}=(n_y-n_1)/(n_y+n_1)$, а $A_{rx}=(n_yn_1-n_x^2)/(n_yn_1+n_x^2)$.

Рассмотрим также другие аналитические решения уравнения $F_{rx}-F_{ry}=\pm m\pi$, при которых также имеет место усиление. Легко убедиться, что при условиях $\sin\alpha_x=0$ и $\cos\alpha_y=0$ или при $\sin\alpha_y=0$ и $\cos\alpha_x=0$ отраженная волна имеет линейную поляризацию при любом азимуте поляризации падающего линейно-поляризованного света. В первом случае $A_r=(n_2n_1-n_y^2)(n_1+n_2)/(n_2n_1+n_y^2)(n_2-n_1)$, а во втором случае

$A_r=(n_2n_1+n_x^2)(n_2-n_1)/(n_2n_1-n_x^2)(n_2+n_1)$. Так как $A_r\neq1$ ($A_r=1$ только при $n_y=n_1$ в первом случае и при $n_x=n_1$ во втором случае, а такие равенства нами не предполагаются), то имеет место усиление поворота плоскости поляризации с сохранением плоской поляризации.

Другие варианты усиления без эллиптичности можно получить посредством численного решения уравнения $F_{rx}-F_{ry}=\pm m\pi$. Это можно сделать либо решая указанное трансцендентное уравнение относительно одного из параметров (длина волны, толщина пластинки и т. д.), либо рассматривая зависимость величины $F_{rx}-F_{ry}$ от одного из указанных параметров. Вычисления, в частности, показывают, что зависимость $F_{rx}-F_{ry}$ от λ имеет осцилляционный характер со многими нулями.

А теперь обсудим некоторые возможности получения стабилизации азимута поляризации при отсутствии эллиптичности, не рассмотренные в работе [7].

1) $n_1=n_2=n_x$. Как видно из (2), в этом случае $A_{rx}=0$, а величина

$$A_{ry}=\frac{(n_x^2-n_y^2)\sin a_y}{\sqrt{4n_x^2n_y^2\cos^2a_y+(n_x^2+n_y^2)^2\sin^2a_y}}, \tag{14}$$

т. е. при любом азимуте поляризации падающего света, отраженный свет имеет линейную поляризацию вдоль оси y. Если, кроме того, $n_x=0$, то тогда

$$A_{ry}=1,\ A_{tx}=1,\ A_{ty}=0. \tag{15}$$

2) $n_1=n_2=n_y$. В этом случае $A_{ry}=0$, а

$$A_{rx}=\frac{(n_y^2-n_x^2)\sin a_x}{\sqrt{4n_x^2n_y^2\cos^2a_x+(n_x^2+n_y^2)^2\sin^2a_x}}, \tag{16}$$

т. е. при любом азимуте поляризации падающего света отраженный свет имеет линейную поляризацию вдоль оси x. Если, кроме того, $n_y=0$, то тогда

$$A_{rx}=1,\ A_{tx}=0,\ A_{ty}=1. \tag{17}$$

3) $n_1=n_2$, $\sin a_x=0$. В этом случае $A_{rx}=0$, а

$$A_{ry}=\frac{(n_1^2-n_y^2)\sin a_y}{\sqrt{4n_1^2n_y^2\cos^2a_y+(n_1^2+n_y^2)^2\sin^2a_y}}. \tag{18}$$

4) $n_1=n_2$, $\sin a_y=0$. В этом случае $A_{ry}=0$, а

$$A_{rx}=\frac{(n_1^2-n_x^2)\sin a_x}{\sqrt{4n_1^2n_x^2\cos^2a_x+(n_1^2+n_x^2)^2\sin^2a_x}}. \tag{19}$$

5) $n_1n_2=n_x^2$, $\cos a_x=0$. В этом случае $A_{rx}=0$, а

$$A_{ry}=\sqrt{\frac{(n_2-n_1)^2n_y^2\cos^2a_y+(n_x-n_y)^2\sin^2a_y}{(n_2+n_1)^2n_y^2\cos^2a_y+(n_x+n_y)^2\sin^2a_y}}. \qquad (20)$$

6) $n_1n_2=n_y^2$, $\cos a_y=0$. В этом случае $A_{ry}=0$, а

$$A_{rx}=\sqrt{\frac{(n_2-n_1)^2n_x^2\cos^2a_x+(n_x-n_y)^2\sin^2a_x}{(n_2+n_1)^2n_x^2\cos^2a_x+(n_x+n_y)^2\sin^2a_x}}. \qquad (21)$$

Отметим, что в отличие от усиления поворота плоскости поляризации, при стабилизации азимута поляризации проблема малости интенсивности света не так уж неразрешима: например, как видно из (15), величина $A_{ry}=1$, и мы имеем идеальный стабилизатор вблизи азимута $\varphi=0$. Из (17) же видно, что $A_{rx}=1$, и мы имеем идеальный стабилизатор вблизи азимута $\varphi=\pi/2$. Естественно, из изложенного следует, что можно указать множество других примеров стабилизаторов азимута поляризации, не вносящих эллиптичности и не так сильно изменяющих интенсивность сигнала.

Таким образом, проблема стабилизации азимута поляризации решена. Найдены параметры, при которых пластинка работает как идеальный стабилизатор.

3. Прохождение света через пластинку из поглощающего анизотропного кристалла

Рассмотрим зависимости величин $|f_t|_{max}$, ζ_{imax}, φ_{max} от длины волны при наличии поглощения (изотропного и анизотропного). Как показано в [7], эти зависимости при отсутствии поглощения имеют осцилляционный характер, причем различаются два вида осцилляции. Периоды этих осцилляций, например, по длине волны, приблизительно определяются по формулам: $\Delta\lambda_1\approx\lambda^2/(n_md)$, $\Delta\lambda_2\approx\lambda^2/(2n_ad)$, где $n_m=(n_x+n_y)/2$, $n_a=(n_x-n_y)/2$. При $n_x=1.15514$, $n_y=1.5423$, $d=1000$ мкм, $\lambda=0.6$ мкм величина $\Delta\lambda_1\approx2$Å, а $\Delta\lambda_2\approx400$Å. Исследованы зависимости вышеуказанных величин от длины волны в интервале от 0.595 мкм до 0.615 мкм, что соответствует половине большого периода ($\Delta\lambda_2$). Вычисления показывают, что аналогичные закономерности наблюдаются и в других интервалах длин волн.

Рассмотрим зависимости величин $\Delta S_{t1}=S_t(k_x=k_y\neq0)-S_{t0}$, $\Delta S_{t2}=S_t(k_x\neq0,\ k_y=0)-S_{t0}$ и $\Delta S_{t3}=S_t(k_x=0,\ k_y\neq0)-S_{t0}$ от длины волны (здесь $S_t=\ln(|f_t|_{max})$, $S_{t0}=S_t(k_x=k_y=0)$, k_x, k_y—соответствующие коэффициенты затухания [7]. Отметим, что зависимость величины ΔS_{t3} от λ практически не отличается от зависимости ΔS_{t2} от λ. Как показывают вычисления, в зависимостях указанных величин от λ имеются экстремумы на длинах волн $\lambda_1=0.597$ мкм и $\lambda_2=0.6175$ мкм. Если на длине волны λ_1 поглощение приводит к увеличению значения максимального усиления, то на длине волны λ_2 оно приводит к ее умень-

шению. При анизотропном поглощении появляются локальные минимумы на длинах волн λ_3=0.6053 мкм и λ_4=0.6099 мкм.

Таким образом, анизотропия поглощения существенно влияет на параметр S_t. Это обусловлено тем, что в этом случае работают два механизма усиления, один—обусловленный анизотропией преломления, т. е. отличием n_x от n_y, другой—анизотропией поглощения, т. е. отличием k_x от k_y.

Изучение зависимостей величин $\Delta\zeta_{t1}=\zeta_{tmax}(k_x=k_y\neq 0)-\zeta_{t0}$, $\Delta\zeta_{t2}=\zeta_{tmax}(k_x=0,\ k_y\neq 0)-\zeta_{t0}$ и $\Delta\zeta_{t3}=\zeta_{tmax}(k_x\neq 0,\ k_y=0)-\zeta_{t0}$ (здесь $\zeta_{t0}=\zeta_{tmax}(k_x=k_y=0)$) от длины волны показывает, что на краях рассматриваемого полупериода имеются пики. Это означает ухудшение разрешающей способности. Однако, так как на коротковолновом краю максимальное усиление при наличии поглощения увеличивается во много раз, а коэффициент прохождения уменьшается мало и, кроме того, увеличение эллиптичности не столь существенно, то на этом краю поглощение приводит к улучшению разрешающей способности. На длинноволновом же краю происходит резкое ухудшение разрешающей способности. Хотя на длинах волн λ_3 и λ_4 величины $\Delta\zeta_{t2}$ и $\Delta\zeta_{t3}$ имеют локальные минимумы, на этих длинах волн улучшения разрешающей способности не происходит (несмотря на то, что на этих длинах волн ΔS_{t2} и ΔS_{t3} тоже имеют пики) из-за того, что на этих длинах волн на азимутах, соответствующих максимальным значениям коэффициента усиления, резко уменьшается коэффициент прохождения.

Наконец, изучение зависимостей величин $\Delta\varphi_{t1}=\varphi_{tmax}(k_x=k_y\neq 0)-\varphi_{t0}$, $\Delta\varphi_{t2}=\varphi_{tmax}(k_x=0,\ k_y\neq 0)-\varphi_{t0}$, и $\Delta\varphi_{t3}=\varphi_{tmax}(k_x\neq 0,\ k_y=0)-\varphi_{t0}$, ($\varphi_{t0}=\varphi_{tmax}(k_x=k_y=0)$) от длины волны еще раз демонстрирует существенное влияние как поглощения, так и характера поглощения на азимутальные характеристики среды.

4. Экспериментальное изучение зависимости $|f_t|_{max}$ от d

Экспериментальному изучению усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации посвящены работы [4, 5]. В данной работе приведены результаты дальнейшего исследования в этом направлении. Использована экспериментальная схема, предложенная в работе [4]. Эксперимент выполнен для кварцевого клина. Для каждого данного значения толщины измерялась зависимость ψ_t от φ. Затем методом наименьших квадратов была построена как зависимость ψ_t от φ, так и зависимость $d\psi_t/d\varphi$ от φ. После этого было найдено максимальное значение величины $d\psi_t/d\varphi$. Шаг изменения толщины составлял 3.9 мкм. На рис. 1 представлена зависимость $(d\psi_t/d\varphi)_{max}$ от d (сплошная кривая). Проведены также соответствующие расчеты по формулам (1)—(3), (9). На рисунке представлена соответствующая теоретическая кривая (пунктир). Не-

которое расхождение результатов, по-видимому, обусловлено следующими факторами: 1) разбросом толщины; 2) перпендикулярность

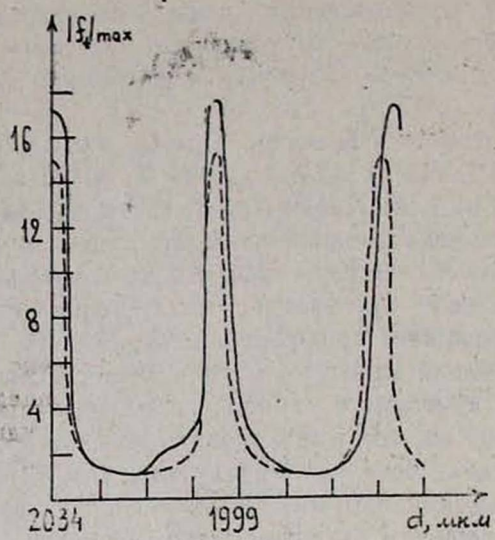

Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления поворота плоскости поляризации от толщины пластинки. Сплошная кривая соответствует эксперименту, пунктирная — теоретическому расчету.

луча к клину обеспечивалась неточно; 3) эллиптичностью поляризации прошедшего через клин света.

Выражаем благодарность О. С. Ерицяну за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. С. Запасский.** ЖПС, 37, 181(1982).
2. **К. К. Свиташев, Г. Хасанов.** Опт. и спектр., 54, 538(1983).
3. **О. С. Ерицян.** Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 70(1984).
4. **М. А. Ганапетян и др.** Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 100(1987).
5. **М. А. Ганапетян и др.** Уч. записки ЕГУ, 1, 149 (1985).
6. **А. А. Геворгян.** Уч. записки ЕГУ, 3, 47(1986).
7. **Г. А. Варданян и др.** Уч. записки ЕГУ, 1, 26(1993).
8. **О. С. Ерицян.** Изв. АН АрмССР, Физика, 26, 142(1991).
9. **Ф. И. Феодоров.** Теория гиротропии. Минск, Наука и техника, 1976, 456 с.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ԿԱՅՈՒՆԱՑՈՒՄԸ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ԹԻԹԵՂՈՎ

Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են անիզոտրոպ թիթեղով բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացումը և բևեռացման ազիմուտի կայունացումը էլիպտականության բացակայության դեպքում։ Ցույց է

տրված, որ էլիպսականության բացակայությամբ աշխատող ուժեղացուցիչի լուծիչ ուժը միշտ փոքր է կամ լավագույն դեպքում, հավասար է մեկի։ Գտնված են այն պայմանները, որոնց դեպքում բիրեղը աշխատում է որպես իդեալական կայունացուցիչ։ Ուսումնասիրված է կլանման ազդեցությունը բևեռացման հարթության պտույտի վրա։ Բերված են ազիմուտալ անհամարժեքության փորձնական հետազոտության արդյունքները։

POLARIZATION PLANE ROTATION AMPLIFICATION AND POLARIZATION AZIMUTH STABILIZATION WITH AN ANISOTROPIC PLATE

G. A. VARDANIAN and A. H. GEVORGIAN

Possibilities to obtain the polarization plane rotation amplification and polarization azimuth stabilization with an anisotropic plate in absence of polarization ellipticity are investigated. It is shown, that a resolving ability of an amplifier, which does not iintroduce a typical for anisotropic plates ellipcity in the passing wave is always smaller than or, at the best, equal to zero. Conditions are found at which the plate works as an ideal stabilizer. The influence of the absorption on the polarization plane rotation amplification is studied. Results of the experimental investigation of the azimuthal nonequivalence are presented.