

УДК 535.421:534.23

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ЗВУКОВОМ ПУЧКЕ В КРИСТАЛЛАХ С ЦИРКУЛЯРНЫМ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕМ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

A. С. Задорин, С. Н. Шарангович

Получено решение самосогласованной задачи о брэгговском акустооптическом взаимодействии (АОВ) циркулярно поляризованных световых волн в прозрачных гиротропных кристаллах при экстремальной акустооптической связи или большой длине взаимодействия. Показано, что при АОВ с одинаковыми круговыми векторами поляризации поляризационные параметры дифракционного поля мало отличаются от соответствующих параметров падающей световой волны, а в случае взаимодействия волн с различными круговыми поляризациями имеет место компенсация естественного циркулярного двупреломления среды для дифрагированной световой волны. Установлено, что закономерности изменения азимута поляризации данной волны при этом совпадают с соответствующими зависимостями АОВ в оптически изотропных средах. Определено дифракционное поле и соответствующие поляризационные характеристики при раман-натовском АОВ в гиротропных кристаллах.

В настоящее время в акустооптике наиболее разработанной является теория акустооптического взаимодействия (АОВ) волновых пучков в кристаллах с линейным двупреломлением [1, 2]. Значительно менее изучен вопрос об АОВ в гиротропных средах, в частности в кристаллах с циркулярным двупреломлением света. Данный вопрос до сих пор рассматривался в плосковолновом приближении [3] и приближении заданного поля [4, 5]. На практике эти приближения часто оказываются нарушенными, вследствие чего возникает необходимость решения более общей задачи об АОВ волновых пучков в гиротропной среде при произвольной эффективности дифракции. Ниже показано, что наиболее просто решение указанной задачи достигается в одном сравнительно простом, однако имеющем важное прикладное значение случае, когда акустооптическая связь между световыми волнами экстремальна. Последнее достигается при такой ориентации взаимодействующих пучков относительно кристаллографических осей среды и вектора поляризации звука, при которой величина эффективной фотоупругой константы кристалла, рассматриваемая как функция направлений волновых векторов звуковой и световых волн, достигает локального экстремума.

Работа написана как продолжение [6] с сохранением обозначенений и терминологии.

Задача состоит в определении светового поля \mathbf{E} в пределах звукового пучка \mathbf{U} , распространяющегося в прозрачном циркулярно двупреломляющем монокристалле, если на границе области взаимодействия поле \mathbf{E} задано падающим пучком \mathbf{E}_0 , представленным суперпозицией плоских волн:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = 0.5 \int_{-\infty}^{\infty} e_a E_0^*(\mathbf{k}_0) \exp[i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r})] dk_{0r} + \text{к.с.}$$

Следуя [6], поле \mathbf{E} будем искать в виде дифракционного набора циркулярно поляризованных световых пучков:

$$E(r) = 0,5 \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha=\pm}^{\infty} \int e_{\alpha} E_{mj}^{\alpha} \exp [i(\omega_j t - k_j^{\alpha} r)] dk_j r + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где ω_j , k_j^{α} — частоты и волновые векторы; E_{mj}^{α} — амплитуды плоских световых волн из углового спектра j -го светового пучка, являющиеся медленно изменяющимися функциями координат; e_{α} — круговой вектор поляризации волны, $e_{\alpha} = (e_1 + iae_2)/\sqrt{2}$, a — циркулярный индекс, характеризующий направление вращения вектора поляризации; e_1, e_2 — единичные взаимно ортогональные векторы, лежащие в плоскости $k_j^{\alpha} \cdot r = \text{const}$; k_j^{α} — составляющая волнового вектора j -го пучка, перпендикулярная его оси.

Геометрия АОВ в сечении возмущенного слоя плоскостью дифракции приведена на рис. 1.

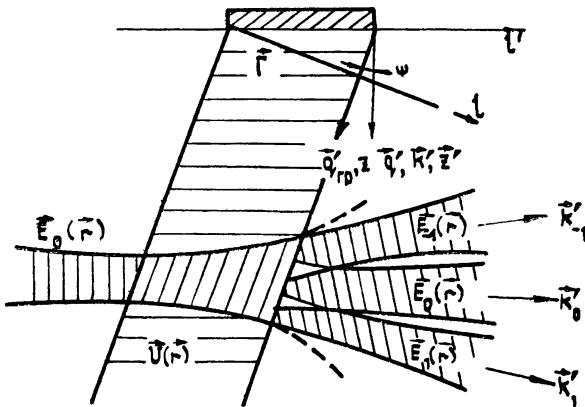


Рис. 1.

В приближении метода медленно меняющихся амплитуд несложно установить уравнения, связывающие между собой E_{mj}^{α} . Для этого (1) следует подставить в уравнения Максвелла и учесть материальные уравнения гиротропной среды [7]. После простых преобразований, подробное изложение которых можно найти в [6], получим

$$\begin{aligned} i \frac{dE_{mj}^{\beta}}{dl} = & \frac{k_0}{2} \sum_{\alpha=\pm} [\zeta_{\beta\alpha} U^*(l) E_{m,j+1}^{\alpha} \exp(i\Delta K_{\beta\alpha,j+1} l) + \\ & + \zeta_{\beta\alpha} U(l) E_{m,j-1}^{\alpha} \exp(-i\Delta K_{\beta\alpha,j-1} l)], \quad \alpha, \beta = \pm, \end{aligned} \quad (2)$$

где l — координата, отсчитываемая вдоль нормали к области взаимодействия Γ (рис. 1); $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число световой волны в вакууме; $U(l)$ — распределение амплитуды колебаний в звуковом пучке вдоль Γ ; $\Delta K_{\beta\alpha,j}$ — фазовая расстройка АОВ для рассматриваемой волны j -го пучка [6];

$$\zeta_{\beta\alpha} = \frac{(e_{\beta}^* \cdot \hat{\Delta}\epsilon \cdot e_{\alpha})}{2(n+2\beta\gamma) \cos(\phi-\psi)}, \quad (3)$$

$\hat{\Delta}\epsilon$ — возмущение диэлектрической проницаемости среды в поле звуковой волны; n — показатель преломления кристалла; ϕ, ψ — угол сноса звукового пучка относительно волновой нормали и угол Брэгга соответственно; γ — параметр гирации.

Свёртку $(e_\beta^* \cdot \hat{\Delta} \epsilon \cdot e_\alpha)$ в (3) можно представить в виде [6]

$$(e_\beta^* \cdot \hat{\Delta} \epsilon \cdot e_\alpha) = (\lambda_1 + \alpha \beta \lambda_2) / 2,$$

где λ_1, λ_2 — собственные числа симметричного планарного тензора

$$\hat{\Delta} \epsilon' = (\hat{I} - N_0 N_0) \cdot \hat{\Delta} \epsilon \cdot (\hat{I} - N_0 N_0),$$

\hat{I} — единичный тензор второго ранга; N_0 — волновая нормаль падающего пучка.

В случае брэгговского АОВ наиболее существенны световые волны нулевого и первого дифракционного порядков, содержащие по две циркулярно поляризованные волны. Соответственно система (2) в данном режиме содержит только четыре уравнения:

$$\left. \begin{aligned} i \frac{dE_{m0}^\beta}{dl} &= \frac{k_0}{2} \sum_{\alpha=\pm} \zeta_{\beta\alpha} U^*(l) E_{m1}^\alpha \exp(i\Delta K_{\beta\alpha} l) \\ i \frac{dE_{m1}^\alpha}{dl} &= \frac{k_0}{2} \sum_{\beta=\pm} \zeta_{\beta\alpha} U(l) E_{m0}^\beta \exp(-i\Delta K_{\beta\alpha} l) \end{aligned} \right\} \alpha, \beta = \pm. \quad (4)$$

Как следует из (2), (4), величина акустооптической связи между волнами E_0^α и E_0^β определяется коэффициентами $\zeta_{\alpha\beta}$. В зависимости от сочетания индексов α и β можно выделить два режима дифракции — положительное АОВ волн с одинаковыми циркулярными индексами ($\alpha\beta>0$) и отрицательное взаимодействие световых волн с различными циркулярными индексами ($\alpha\beta<0$). В общем случае все коэффициенты $\zeta_{\alpha\beta}$ отличны от нуля, поэтому задача определения полей E_0, E_1 со-пряжена с решением громоздкой системы четырех взаимосвязанных дифференциальных уравнений (4). Для практики, однако, наибольший интерес представляют лишь те срезы кристаллического светозвукопровода, для которых величина акустооптической связи между E_0 и E_1 достигает своего экстремального значения. В соответствии с выводами [6] в этом случае отличными от нуля оказываются лишь два коэффициента $\zeta_{\alpha\beta}$,

если $\alpha\beta>0$, то $\zeta_{+-}=\zeta_{-+}=0$,

$$\zeta_{\alpha\alpha} \zeta_{\beta\beta} = \mu_+^+ = \frac{\lambda^2}{4(n+2\alpha\gamma)^2 (\cos^2 \varphi - \sin^2 \psi)}, \quad (5a)$$

если $\alpha\beta<0$, то $\zeta_{\alpha\alpha}=0$,

$$\zeta_{\alpha\beta} \zeta_{\beta\alpha} = \mu_-^- = \frac{\lambda^2}{4(n^2 - 4\gamma^2)(\cos^2 \varphi - \sin^2 \psi)}. \quad (5b)$$

Физически соотношения (5) означают, что в режиме экстремальной АО связи циркулярно поляризованные световые волны взаимодействуют только попарно. Данное обстоятельство значительно упрощает решение системы (4), которая распадается на две независимые системы двух уравнений относительно амплитуд циркулярных составляющих:

$$\begin{aligned} i \frac{dE_{m0}^\beta}{dl} &= \frac{k_0}{2} \zeta_{\beta\alpha} U^*(l) E_{m1}^\alpha \exp(-i\Delta K_{\beta\alpha} l), \\ i \frac{dE_{m1}^\alpha}{dl} &= \frac{k_0}{2} \zeta_{\alpha\beta} U(l) E_{m0}^\beta \exp(i\Delta K_{\alpha\beta} l). \end{aligned} \quad (6)$$

Границы условия для (6) имеют вид

$$E_{m0}^{\beta} (l=0) = E^0 \cdot e_{\beta}, \quad E_{m1}^{\beta} (l=0) = 0, \quad (7)$$

где $E_0 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} (1 - \rho_0) e^{i\chi_0} \\ (1 + \rho_0) e^{-i\chi_0} \end{bmatrix}$ — круговой вектор Джонса [8] падающей волны на границе области взаимодействия; ρ_0, χ_0 — начальные значения эллиптичности и азимута поляризации соответственно.

Ввиду (4) и (5) заранее ясно, что круговые векторы Джонса обоих световых волн связаны с E^0 круговыми матрицами Джонса \hat{C}_0 и \hat{C}_1 ,

$$E_l = \sum_a E_{mi}^a e_a = \hat{C}_i \cdot E^0, \quad a = \pm, \quad i = 0, 1. \quad (8)$$

Здесь

$$\hat{C}_i = \hat{A}_i \cdot \hat{D}_i, \quad \hat{A}_i = \begin{bmatrix} \exp[ik_0 \gamma l / (\Gamma \cdot N_i)] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_0 \gamma l / (\Gamma \cdot N_i)] \end{bmatrix},$$

N_i — волновые нормали световых пучков. При $\alpha\beta > 0$ матрицы \hat{D} имеют вид

$$\hat{D}_i = \hat{D}_i^+ = \begin{bmatrix} f_{mi}^-(l) & 0 \\ 0 & f_{mi}^+(l) \end{bmatrix}, \quad i = 0, 1, \quad (9)$$

а в случае отрицательного АОВ —

$$\hat{D}_i = \hat{D}_i^- = \hat{D}_i^+ \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}^M. \quad (10)$$

Матрицы \hat{A}_i в (8), очевидно, описывают вращение плоскости поляризации световых волн, обусловленное естественной оптической активностью кристалла, а матрицы \hat{D}_i — само явление акустооптического взаимодействия. Компоненты матриц \hat{D}_i являются решениями уравнений (6) для конкретного распределения $U(l)$ при единичном векторе E^0 . В частности, однородное распределение

$$U(l) = \begin{cases} U_0, & 0 \leq l \leq L \\ 0, & l > L \text{ и } l < 0 \end{cases}$$

приводит к решению вида

$$\begin{aligned} f_{m1}^+ &= i \frac{\mu_a^{1/2}}{(\Delta K^2 + \mu_a)^{1/2}} \left(\frac{N_0 \cdot \Gamma}{N_1 \cdot \Gamma} \right)^{1/2} \exp \left(-i \frac{\Delta K l}{2} \right) \sin \left[(\mu_a + \Delta K^2)^{1/2} \frac{l}{2} \right], \\ f_{m0}^+ &= \exp(i \Delta K l / 2) \left\{ \cos \left[(\mu_a + \Delta K^2)^{1/2} \frac{l}{2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - i \frac{\Delta K}{(\mu_a + \Delta K^2)^{1/2}} \sin \left[(\mu_a + \Delta K^2)^{1/2} \frac{l}{2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Формулы для расчета амплитуды E_m^{β} в поле фокусированной звуковой волны можно найти в работе [2]. Соотношения (8) — (11) полностью определяют амплитуду, фазу и состояние поляризации отдельных составляющих световых пучков (1) при любой эффективности АОВ. Так эллиптичность и азимут большей оси эллипса поляризации выражаются через отношение комплексных амплитуд циркулярных составляющих векторов Джонса

$$\xi = (E_j \cdot e_+^*) / (E_j \cdot e_-^*) \quad (12)$$

формулами [8]

$$\rho = (|\xi| - 1) / (|\xi| + 1); \quad (13)$$

$$\chi = -(1/2) \arg \xi. \quad (14)$$

С помощью (8) — (11) проанализируем особенности различных режимов АОВ с экстремальной связью. В случае положительной дифракции ($\alpha\beta > 0$) с точностью $\sim \psi^2$ выполняется равенство [6]

$$\Delta K_{++} = \Delta K_{--}. \quad (15)$$

Тогда из (9), (11) следует, что аргументы комплексных функций f_{m1}^+ и f_{m1}^- диагональной матрицы \hat{D}^+ одинаковы, а модули этих функций, определяемые коэффициентами связи μ_+^+ и μ_-^+ , согласно (5), (11) различаются на величину $\sim \gamma/n$. Как известно, оптическая система, описываемая матрицей Джонса с указанными свойствами, не влияет на азимутальный угол χ , но изменяет эллиптичность световой волны [8]. В этом легко убедиться прямым расчетом параметров ρ и χ по формулам (11) — (14). Однако ввиду малости отношения γ/n различием коэффициентов μ_+^+ и μ_-^+ можно пренебречь. В этом случае матрицы \hat{D}^\pm в (8) можно считать комплексными скалярными функциями, определяемыми соотношениями (11). Физически полученный результат означает, что при экстремальной АО связи, когда $\alpha\beta > 0$, круговые векторы Джонса прошедшей и дифрагированной световых волн параллельны друг другу во всей области взаимодействия и их ориентация не зависит ни от мощности звука, ни от величины фазовой расстройки.

Рассмотрим далее особенности отрицательного АОВ. Данный режим, как указывалось в [6], может реализоваться, например, при дифракции света на сдвиговой волне, распространяющейся вдоль любой кристаллографической оси кубического кристалла. Его отличие от положительного АОВ обусловлено прежде всего различием соответствующих фазовых расстроек. В рассматриваемом случае выражение для $\Delta K_{\alpha\beta}$ имеет вид [6]

$$\Delta K_{\alpha\beta} = \Delta K_{\beta\alpha} + 4k_0\gamma/(\Gamma \cdot N_1). \quad (16)$$

Вследствие (16) поляризационные характеристики дифракционного поля при $\alpha\beta < 0$ существенно отличаются от соответствующих параметров положительного АОВ. Так ввиду (16) диагональные элементы матриц Джонса \hat{D}^- , определяемые соотношениями (10), (11), в общем случае не совпадают. Отсюда следует, что отрицательное АОВ может значительно изменить эллиптичность поляризации волн E_0 и E_1 . Из (10), (11), (16) видно, что указанные изменения тем больше, чем больше удельное вращение кристалла $k_0\gamma$ и длина L . Например, в кристаллах с сильным циркулярным двупреломлением, а также при больших длинах взаимодействия, когда $k_0\gamma L \gg 1$, дифрагированная волна будет иметь круговую поляризацию независимо от начальной эллиптичности ρ_0 . Следует заметить, что в данном случае формулы (8) — (11) описывают не только дифракцию света на звуке в условиях экстремальной АО связи, но и любой другой режим АОВ. Действительно, согласно (8) — (11) эффективность АОВ определяется как коэффициентами связи, так и величиной фазовой расстройки. В соответствии с (16) значение ΔK для положительного и отрицательного АОВ различается на $2k_0\gamma$. Следовательно, при $k_0\gamma L \gg 1$ накапливающиеся изменения амплитуды дифрагированной волны возможны только для одного из двух указанных режимов АОВ. На этом основании в (4) можно пренебречь амплитудой волны, взаимодействующей с пучком $U(r)$ в условиях фазовой расстройки. В результате приходим к системе (6) и далее к решениям (8) — (11).

Далее согласно (10), (11) элементы матриц \hat{D}^- , в рассматриваемом режиме, имеют относительный фазовый сдвиг, линейно зависящий от координаты l . В соответствии с (12), (14) такая матрица описывает вращение эллипса поляризации. Однако из (8), (11), (16) видно, что

указанный фазовый сдвиг совпадает по величине, но противоположен по знаку фазовому сдвигу между элементами матрицы \hat{A} , описывающей оптическую активность кристалла. Это означает, что в случае отрицательного АОВ с экстремальной АО связью оптическая активность среды не вызывает вращения эллипса поляризации дифрагированной световой волны в пределах возмущенного слоя. Определим соответствующий азимутальный угол для E_1 . В рассматриваемом случае $\mu_- = \mu_+$, поэтому с учетом сделанных замечаний

$$E_1 = \hat{A}_1 \cdot \hat{D}_1 \cdot E^0 \sim \left[\begin{array}{l} |f_{m1}^-| (1 - \rho_0) e^{-i\chi_0} \\ |f_{m1}^+| (1 - \rho_0) e^{i\chi_0} \end{array} \right],$$

откуда с помощью (12), (14) получим $\chi = -\chi_0$. Как видим, азимут χ совпадает с χ_0 только при 0 и 90° , т. е. когда оси эллипса поляризации

падающей волны совпадают с собственным вектором тензора $\Delta e'$. Например, в упомянутом уже случае дифракции света на сдвиговой волне векторы e_1 и e_2 наклонены на угол 45° к волновому вектору звука. Следовательно, азимутальные углы χ и χ_0 совпадают между собой при $\chi_0 = \pm 45^\circ$. Если же большая ось эллипса поляризации падающей волны лежит в плоскости дифракции или перпендикулярна ей, то χ и χ_0 различаются на 90° . Указанная закономерность изменения азимута χ дифрагированной волны совпадает с соответствующей зависимостью в негиротропном кристалле кубической сингонии и изотропной среде [9]. Гиротропия кристалла, как уже отмечалось, в рассмотренном случае проявляется только в изменении эллиптичности волны E_1 .

В условиях экстремальной акустооптической связи несложно установить также решение уравнений (2) для режима дифракции Рамана—Ната. В данном случае световое поле в области взаимодействия представлено суммой из двух дифракционных наборов световых пучков, распространяющихся вследствие экстремальности акустооптической связи, независимо друг от друга. Ввиду малости углов дифракции и длины взаимодействия значение фазовой расстройки $\Delta K_{\alpha\beta}$ в пределах любого из указанных дифракционных наборов постоянно, т. е. не изменяется от порядка к порядку [1]. При этом фазовые расстройки в первом и втором наборах связаны соотношением (15), если $\alpha\beta > 0$, или (16), если $\alpha\beta < 0$.

Общий вид решения аналогичен (8):

$$E_j = \sum_{\alpha=\pm} E_{mj}^\alpha e_\alpha = \hat{C}_j \cdot E^0 = \hat{A}_0 \cdot \hat{D}_j \cdot E^0, \quad (17)$$

где

$$\hat{D}_j = \hat{D}_j^+ = \begin{bmatrix} f_{mj}^-(l) & 0 \\ 0 & f_{mj}^+(l) \end{bmatrix}, \quad \text{если } \alpha\beta > 0; \quad (18)$$

$$\hat{D}_j = \hat{D}_j^- = \hat{D}_j^+ \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}^{1/2}, \quad \text{если } \alpha\beta < 0. \quad (19)$$

Каждая компонента матрицы \hat{D}_j является решением соответствующей скалярной задачи, поэтому, воспользовавшись результатами [1], запишем выражения для f_{mj}^α . Если $\alpha\beta > 0$, то

$$f_{mj}^\alpha = J_j [\zeta^\alpha (a^2 + b^2)^{1/2}] \exp [ij(\operatorname{arctg} b/a - \pi/2)], \quad (20)$$

где

$$\zeta^\alpha = \frac{k_0 \lambda}{2(n + 2\alpha\gamma) \cos(\varphi - \psi)},$$

$$a = \int_0^L |U(l)| \cos[\Delta K_{\alpha\beta} l - \arg U(l)] dl,$$

$$b = \int_0^L |U(l)| \sin[\Delta K_{\alpha\alpha} l - \arg U(l)] dl,$$

$$\Delta K_{\alpha\alpha} = \frac{2\pi \sin \psi}{v \cos(\psi + \varphi)} f_0 + \frac{\lambda_0 f_0 \cos \psi k_J r}{nv \cos^2(\psi + \varphi)},$$

J_j — функция Бесселя j -го порядка, f_0 , v — частота и скорость звуковой волны соответственно.

Если же $\alpha\beta < 0$, то

$$f_{m,j}^{\pm} = J_j [\zeta_{\pm} (a_{\pm}^2 + b_{\pm}^2)^{1/2}] \exp [ij (\arctg(b_{\pm}/a_{\pm}) - \pi/2)], \quad (21)$$

где

$$\zeta_{\pm} = \lambda k_0 / [(n \pm 2\gamma_0) \cos(\psi + \varphi) 2],$$

$$a_{\pm} = \int_0^L |U(l)| \cos[(\Delta K_{\pm} 2k_0 \gamma / (\Gamma \cdot N_0)) l] - \arg U(l) dl,$$

$$b_{\pm} = \int_0^L |U(l)| \sin[(\Delta K_{\pm} 2k_0 \gamma / (\Gamma \cdot N_0)) l] - \arg U(l) dl.$$

Подставляя полученные выражения в (13), (14) и учитывая (15), (16), определим поляризационные характеристики света в дифракционных порядках. В случае положительного АОВ получим

$$\chi_j = \chi_0 + \lambda \gamma l; \quad (22)$$

$$\rho_j = (a_0 - b_0) / (a_0 + b_0), \quad (23)$$

где

$$a_0 = (1 + \rho_0) J_j [\zeta_+ \sqrt{a_+^2 + b_+^2}], \quad b_0 = (1 - \rho_0) J_j [\zeta_- \sqrt{a_-^2 + b_-^2}].$$

Существенно иными поляризационными зависимостями характеризуется отрицательное АОВ, когда

$$\chi_j = (1/2) j [\arctg(b_+/a_+) - \arctg(b_-/a_-)] - (\chi_0 + k_0 \gamma l); \quad (24)$$

$$\rho_j = (a_0 - b_0) / (a_0 + b_0). \quad (25)$$

Коэффициенты, входящие в последнюю формулу, определяются следующим образом. Для четных дифракционных порядков

$$a_0 = (1 + \rho_0) J_j [\zeta_+ \sqrt{a_+^2 + b_+^2}], \quad b_0 = (1 - \rho_0) J_j [\zeta_- \sqrt{a_-^2 + b_-^2}],$$

для нечетных порядков —

$$a_0 = (1 - \rho_0) J_j [\zeta_+ \sqrt{a_+^2 + b_+^2}], \quad b_0 = (1 + \rho_0) J_j [\zeta_- \sqrt{a_-^2 + b_-^2}].$$

ЛИТЕРАТУРА

- Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики — М.: Радио и связь, 1985.
- Задорин А. С., Шарангович С. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, **29**, № 7, с. 798
- Кулак Г. В — Журн. прикл. спектр., 1985, вып. 2, с. 299.
- Богданов С. В., Петров Д. В., Яковкин И. Б. — Опт. и спектр., 1976, **40**, № 3, с. 558
- Белый В. Н., Шепелевич В. В — Опт. и спектр., 1982, **52**, № 5, с. 842.
- Задорин А. С., Шарангович С. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, **29**, № 10, с. 1228.
- Федоров Ф. И. Теория гиротропии — Минск: Наука и техника, 1976, с. 24.
- Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Мир, 1981.

LIGHT DIFFRACTION BY A SOUND BEAM IN CRYSTALS WITH CIRCULAR
BIREFRINGENT AT EXTREME ACOUSTO-OPTICAL CONNECTION

A. S. Zadorin, S. N. Sharangovich

Solutions of self-consistent problem on Bragg's acousto-optical interaction (AOI) of circulary polarized light waves in a loss-free gyrotropic crystals has been derived at extreme acousto-optical connection, or large length of interaction. It is shown, that at AOI of waves with different circular polarizations the compensation takes place of natural circular birefringent of medium for diffracted light wave while at AOI of waves with the identical circular polarization vectors, the polarized characteristics of diffracted field differ small from correspondins parameters of an incident light wave. It is defined, that laws of variation of polarization azimuth of this wave coincide with corresponding characteristics of AOI in optically isotropic media. The diffracted field has been defined for Raman—Nath AOI in loss-free gyrotropic crystal. Polarization characteristics of light beam in different diffracted orders has been defined.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.371 33.551.510 535

МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН
В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ

B. A. Алебастров, С. Г. Желудков, В. Н. Иванов, А. П. Сливинский

Предложен метод численного моделирования распространения декаметровых радиоволн в случайно-неоднородной ионосфере. Этим методом исследованы закономерности поведения энергетических и пространственно-угловых характеристик поля декаметровых радиоволн в различных геофизических условиях.

Показано, в частности, что явление стохастической неустойчивости лучей является эффективным механизмом формирования энергетических характеристик радиоволн в ионосферном канале.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 8634—В 87. Деп. от 10 декабря 1987 г.

УДК 621.371.029 64.001.5

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЗАГОРИЗОНТНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ
УКВ РАДИОВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ
ВОЛНОВОДОВ И ПРИПОДНЯТЫХ М-ИНВЕРСИЙ

K. B. Кошель

Рассматривается задача о загоризонтном распространении радиоволн от точечного вертикального электрического диполя вдоль проводящей поверхности сферической Земли. Такая задача служит хорошей моделью распространения радиоволн над морем. На основе метода погружения предлагается эффективный метод решения класса задач о распространении радиоволн в приземных волноводах испарения, а также в случае наличия приподнятой *M*-инверсии. Приводятся результаты вычислений для конкретных параметров задачи.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 8637—В 87. Деп. от 10 декабря 1987 г.