УДК 535.36

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКА СВЕТА В ОПТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ С АНИЗОТРОПНЫМ РАССЕЯНИЕМ

**В. Б. Ефлов, Ю. А. Ильинский**

*(кафедра квантовой радиофизики)*

Задача о распространении узкого пучка света представляет определенный интерес для задач лазерного зондирования водных сред. Для однородных сред результаты получены в работах [1—3]. Однако можно предложить достаточно простой метод расчета интенсивности пучка света в оптически неоднородной среде, если выполняется условие $^1\nabla n(\boldsymbol{\tau}) \ll 1$, где $n(\boldsymbol{\tau})$ — показатель преломления среды, $\boldsymbol{\tau}$ — радиус-вектор в единицах оптической глубины.

В самом деле, уравнение переноса в неоднородной среде имеет вид [4]

$$\frac{1}{V_{\text{гр}}}\frac{\partial I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t)}{\partial t} + n^2\frac{d}{d\boldsymbol{\omega}}\frac{I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t)}{n^2} + \alpha I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t) =$$

$$= R(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t) + \frac{\sigma}{4\pi}\int d\Omega_{\boldsymbol{\omega}'}\,\Gamma(|\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\omega}'|)\,I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega}',t),$$

где $I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t)$ — интенсивность, $\boldsymbol{\omega}$ — единичный вектор в направлении рассеяния, $\Gamma(|\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\omega}'|)$ — индикатриса рассеяния, $\sigma$ и $\alpha$ — показатели рассеяния и поглощения соответственно, $R(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t)$ — функция источников. В силу сделанного предположения относительно $n$ в нулевом приближении в стационарном случае можем ограничиться решением уравнения

$$\boldsymbol{\omega}\nabla_{\mathbf{r}}\frac{I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega})}{n^2} + \alpha\frac{I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega})}{n^2} = R(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega})/n^2 +$$

$$+\frac{\sigma}{4\pi}\int d\Omega_{\boldsymbol{\omega}'}\,\Gamma(|\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\omega}'|)\,\frac{I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega}')}{n^2}. \qquad (1)$$

Тогда решение уравнения (1) в малоугловом приближении можно записать в фурье-трансформантах [1], полагая $n=n(z)$, в следующем виде:

$$F(\mathbf{k},z,\mathbf{p}) = F_0(\mathbf{k},\mathbf{p}+\mathbf{k}z)\,n^2(z)\exp\left[-\alpha z + \frac{\sigma}{Q(0)}\int_0^z Q(|\mathbf{p}+\mathbf{k}\xi|)\,d\xi\right], \qquad (2)$$

где $F_0(\mathbf{k},\mathbf{p})$ — фурье-образ начального распределения интенсивности на плоскости $z=0$. Обозначим через $\boldsymbol{\omega}_{\text{tr}}$ и $\mathbf{r}_{\text{tr}}$ проекции $\boldsymbol{\omega}$ и $\mathbf{r}$ на плоскость $(x, y)$; тогда

$$F(\mathbf{k},z,\mathbf{p})\,\frac{1}{4\pi^2}\int\int_{-\infty}^{\infty}\iint d^2r_{\text{tr}}\,d^2\omega_{\text{tr}}\,I(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega}_{\text{tr}})\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r}_{\text{tr}}+\mathbf{p}\boldsymbol{\omega}_{\text{tr}})],$$

$$Q(p) = \int_0^{\infty}\Gamma(\gamma)\,J_0(p\gamma)\,\gamma d\gamma,\ p=|\mathbf{p}|,\ \gamma=|\boldsymbol{\omega}_{\text{tr}}-\boldsymbol{\omega}'_{\text{tr}}|.$$

Дальнейшее уточнение решения можно получить, применяя последовательные приближения, приняв за первое предложенное в работе [2]. Тогда получим следующее выражение для решения в фурье-трансформантах:

$$F(\mathbf{k}, z, \mathbf{p}) = F_0(\mathbf{k}, \mathbf{p} + \mathbf{k}z)\, n^2(z) \exp[-\alpha z - \ln n(z)] \times$$

$$\times \exp\left(\frac{\sigma}{Q(0)} \int_0^z Q(|\mathbf{p} + \mathbf{k}\xi|)\, d\xi\right).$$

Применим данный результат для расчета мощности излучения, попадающего в направленный приемник после диффузного отражения от поверхности, расположенной на расстоянии $z_0$, от лежащих в плоскости $z=0$ приемника и совмещенного с ним источника. Отражение происходит по закону Ламберта, $\varkappa$ — коэффициент отражения. Применим теорему взаимности в неоднородной среде:

$$n_1^2 G(\mathbf{r}_2, -\boldsymbol{\omega}_2, t; \mathbf{r}_1, \boldsymbol{\omega}_1, 0) = n_2^2 G(\mathbf{r}_1, -\boldsymbol{\omega}_1, t; \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\omega}_2, 0),$$

где $G(\mathbf{r}, -\boldsymbol{\omega}, t; \mathbf{r}', \boldsymbol{\omega}', 0)$ — функция Грина для уравнения переноса. Для аппроксимации индикатрисы рассеяния, а также выбора исходного распределения интенсивности и вида функции приемника воспользуемся результатами работ [1, 2]:

$$\Gamma(\gamma) = (2/\delta^2) \exp(-\gamma/\delta^2),$$

$$I(\mathbf{r}_{tr}, 0, \boldsymbol{\omega}_{tr}) = \frac{\Phi_0}{\pi^2 r_0^2 \theta_0^2} \exp\left(-\frac{r^2_{tr}}{r^2_0} - \frac{\omega^2_{tr}}{\theta^2_0}\right),$$

$$N(\mathbf{r}_{tr}\, \boldsymbol{\omega}_{tr}) = \exp\left(-\frac{r^2_{tr}}{r^2_1} - \frac{\omega^2_{tr}}{\theta^2_1}\right).$$

Получим следующее выражение для принимаемой мощности:

$$W = \varkappa \Phi_0 \left(\frac{r}{r_э}\right)^2 n^2(0)\, \theta^2_1 \exp[-2(\alpha - \sigma) z_0 - \ln n(z_0)] \times$$

$$\times \left\{1 - \int_0^\tau \exp\left[-\frac{c}{2}(1/t^2 - 1/\tau^2) + (t - \tau)\right]\right\} dt, \qquad (3)$$

где

$$\tau = 2\sigma z_0,\ c = 2r^2_э\, \sigma^2/\delta^2,$$

$$r^2_э = r^2_0 + r^2_1 + z^2_0(\theta^2_1 + \theta^2_0).$$

Как видно из приведенной формулы, учет оптической неоднородности приводит к появлению в выражении для принимаемой мощности фактора, зависящего от показателя преломления. При зондировании одночастотным лидаром оптическая неоднородность приводит к неконтролируемой ошибке в принимаемой мощности, однако изменения показателя преломления в водных средах достаточно малы, и для всех реалистичных вариаций показателя преломления ошибка не превышает 10%. Для показателя вида $n = n_0 + \beta z$ учет неоднородности среды приводит к ошибке $\sim 5\%$ при $n(0) = 1$, 0, $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$, $z_0 = 100$ м.

При использовании двухчастотного лидара принимаемый сигнал становится более информативным. В случае чистых вод появляется возможность дистанционной стратификации показателя преломления, так как спектральная зависимость показателя преломления для чистых

вод известна и практически постоянна [5]. И если известно отношение показателей преломления при $z=0$ на частотах $\nu_1$, $\nu_2$, то отношение их на некоторой глубине $z_0$ может быть просто получено из выражения (3). В это отношение будут входить $\sigma_{\nu_1}$, $\alpha_{\nu_1}$ и $\sigma_{\nu_2}$, $\alpha_{\nu_2}$, которые могут быть определены развитыми методами [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Долин Л. С. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1964, 7, № 2, с. 380. [2] Ермаков Б. В., Ильинский Ю. А. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1968, 11, № 3, с. 624. [3] Клышко Д. Н., Фадеев В. В. ДАН СССР, 1978, 238, с. 320. [4] Железняков В. В. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1967, 9, № 5, с. 1057. [5] Lauscher F. In: Handbuch der Geophysik. V. 7. Berlin, 1955, p. 723. [6] Браво-Животовский Д. М. и др. В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М.: Наука, 1974, с. 153.

Поступила в редакцию
04.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 538.216.22:621.318.1

## МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛЕНОЧНОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ ТИПА {11 *l*}

**Л. И. Антонов, Л. Е. Коротенко, А. Н. Матвеев, В. В. Попов**

*(кафедра общей физики для физического факультета)*

Изучение основного однородного состояния в микромагнетизме магнитных пленок в большинстве случаев является той основой, на которой базируется дальнейшее развитие теории возмущения. Исследование однородных состояний имеет и самостоятельный интерес, поскольку они практически всегда реализуются во внешних полях, превышающих критическое значение, а также в однородной области (домене), размеры которой существенно превышают толщину пленки. Эта проблема имеет и большое практическое значение, например для СВЧ-устройств, работающих в низкочастотной области колебаний намагниченности во внешних магнитных полях, близких к критическим.

В предлагаемой работе рассматривается спектр однородных состояний и фазовых переходов в зависимости от параметров анизотропии материала монокристаллической пленки. В предположении того, что в магнитной пленке кубического монокристалла реализуется кристаллографическая анизотропия, характерная для массивного кристалла, и что одновременно в пленке существует особый вид одноосной анизотропии (наведенной в процессе его роста) с осью легкого намагничивания, перпендикулярной плоскости пленки [1], вариационным методом [2] найдены все равновесные ориентации вектора намагниченности при заданных параметрах анизотропии и области фазовых переходов при изменениях параметров анизотропии. В отсутствие поверхностной анизотропии и внешнего магнитного поля реализующиеся в образце магнитные фазы определяются из решения уравнения [3]:

$$[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{эфф}}]=0, \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор спонтанной намагниченности, а $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ — эффективное магнитное поле, связанное со свободной энергией $F$ соотношением

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}}=-\frac{1}{M}\frac{dF}{d\mathbf{m}} \qquad \left(\mathbf{m}=\frac{\mathbf{M}}{|M|}\right),$$