4. Намгаладзе А. А., Латышев К. С., Захаров Л. П. — Сб.: Вопросы моделирования ионосферы. — Калининград, 1975, с. 26.
5. Richmond A. D., Matsushita S. — J. Geophys. Res., 1975, 80, № 19, p. 2839.
6. Смертин В. М., Намгаладзе А. А. — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, 25, № 2, с. 302.
7. Namgaladze A. A., Latishev K. S. et al. — Acta Geophys. Pol., 1977, 25, с. 173.

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию 2 ноября 1981 г.

УДК 621.373.826

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛОВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА

В. М. Ольхов

1. Распространение мощного светового излучения в среде приводит к изменению ее характеристик, в частности, меняется температура среды, что влияет на показатель преломления среды. Это в свою очередь вызывает искажение параметров распространяющегося излучения (см., например, [1, 2]). В отдельных случаях, тем не менее, возможно распространение мощных пучков света в среде с тепловой нелинейностью без искажения. В настоящей заметке рассматривается модель теплового самовоздействия света, имеющая точные решения типа односолитонных.

2. Будем рассматривать на основе уравнений квазиоптики [1] двумерную задачу теплового самовоздействия света. Предполагаем, что первые три члена, разложенные в ряд Тейлора по температуре T с показателем преломления n среды, имеют вид

$$n = n_0 + n_1 T - n_2 T^2, \tag{1}$$

где $n_1 > 0$, $n_2 > 0$. В случае стационарного теплового самовоздействия в слабопоглощающей среде с коэффициентом поглощения α, когда скорость ветра v совпадает с осью x, уравнения, описывающие самовоздействие, имеют вид

$$2ikE_z + E_{xx} + \frac{2k^2}{n_0}(n_1 T - n_2 T^2) E = 0; \tag{2.1}$$

$$vT_x = \alpha |E|^2. \tag{2.2}$$

Масштабным преобразованием $z = (2n_0/kn_1)z'$, $x = \sqrt{n_0/k^2 n_1}\, x'$, $E' = (\alpha/vk)^{1/2} \times (n_0/n_1)^{1/4} E$ эта система приводится к виду (опуская штрих)

$$iE_z + E_{xx} + 2(T - mT^2)E = 0; \tag{3.1}$$

$$T_x = \sigma |E|^2, \quad \sigma = \pm 1, \quad m = n_2/n_1. \tag{3.2}$$

Показатель преломления типа (1) имеет, например, вода с температурой около 4° С. Эта модель интересна тем, что допускает точные решения типа односолитонных. Взяв для определенности $\sigma = 1$ (—1 соответствует противоположному направлению скорости), можно показать, что точное решение имеет вид

$$E = Ap \frac{\exp(-i\zeta z - i\xi x - i\varphi_0)}{\operatorname{ch} p(x + qz - x_0)}; \tag{4.1}$$

$$T = T_0 [\operatorname{th} p(x + qz - x_0) + T_1]. \tag{4.2}$$

Непосредственной подстановкой можно получить соотношения между параметрами:

$$2\xi = q; \tag{5.1}$$

$$A = m^{-1/4}; \tag{5.2}$$

$$\zeta = \frac{q^2}{4} + p^2 - \frac{1}{2m}; \tag{5.3}$$

$$T_1 = (2mT_0)^{-1}; \tag{5.4}$$

$$p^2 = mT_0^2. \tag{5.5}$$

Решение (4.1), (4.2) описывает пучок, распространяющийся под углом γ к оси z так, что $\operatorname{tg}\gamma = q$. Направление ветра совпадает с положительным направлением оси x. Если T_c — температура невозмущенной среды, то из соотношений (5.1) — (5.5) следует:

$$\zeta = \frac{q^2}{4} + \frac{(1-2mT_c)^2}{4m} - \frac{1}{2m}; \tag{6.1}$$

$$p = \frac{1}{2\sqrt{m}}(1-2mT_c); \tag{6.2}$$

$$T_0 = \frac{1}{2m}(1-2mT_c); \tag{6.3}$$

$$T_1 = (1-2mT_c)^{-1}. \tag{6.4}$$

Пучок поднимает температуру среды на величину

$$T_n = (1/m)(1-2mT_c).$$

Максимальное повышение температуры среды соответствует минимальной температуре невозмущенной среды, при которой еще допустимо разложение показателя преломления вида (1). Если считать, что эта температура соответствует значению $T_c = 0$, то $\max T_n = 1/m = n_1/n_2$. Это соответствует в то же время максимальной интенсивности пучка $\max I = (1/4)m^{-3/2} = (1/4)(n_1/n_2)^{3/2}$. Так как в силу (4.1) параметр p определяет эффективную ширину пучка $l \simeq (2p)^{-1}$, то при $T_c = 0$ пучок — самый узкий, шириной

$$\min l = \sqrt{m} = \sqrt{n_2/n_1}.$$

Показатель преломления меняется симметрично относительно пучка. Его максимум достигается при температуре $T = (2m)^{-1}$ и равен $n_{\max} = n_0 + (n_1^2/4n_2)$. В координатах, соответствующих системе (2.1), (2.2), максимально достижимая интенсивность и минимальная ширина пучка соответственно равны

$$\max I_p = \frac{1}{4}\,\frac{vk}{\alpha}\,n_0^{-1/2}\,n_1^2\,n_2^{-3/2},$$

$$\min l_p = k^{-1}\,n_0^{1/2}\,n_1^{-1}\,n_2^{1/2}.$$

В заключение отметим, что других точных решений в этой модели получить не удалось. Автор выражает благодарность В. И. Татарскому за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П., Сухоруков А. П., Чесноков С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 1.
2. Петрищев В. А., Пискунова Л. В., Таланов В. И. — Изв. вузов. — Радиофизика, 1981, 24, № 2, с. 161.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
11 августа 1981 г.

УДК 538.574.6

РАЗВИТИЕ МЕТОДА НЕОРТОГОНАЛЬНЫХ РЯДОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ

А. Г. Свешников, Ю. А. Еремин

1. Для решения задач дифракции на диэлектрических телах предложены достаточно общие методы, основанные как на сведении исходной задачи к интегральным уравнениям [1], так и на методе неортогональных рядов [2]. Однако численная реализация этих методов даже в случае тел вращения оказывается затруднительной, что связано с необходимостью решения линейных алгебраических систем большой раз