

6. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Косоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F -рассеяния в ионосфере.— М.: Наука, 1984.
 7. Генкин Л. Г., Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Шварц М. М. // Изв. вузов Радиофизика. 1987. Т. 30. № 5. С. 567.

Тихоокеанский океанологический институт ДВО АН СССР

Поступила в редакцию
 29 апреля 1988 г.,
 после переработки
 9 марта 1989 г.

УДК 538.566

ОБ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОНЧ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Б. С. Моисеев, П. П. Савченко

Лучевая структура поля локализованного источника, излучающего в диапазоне волн очень низкой частоты (ОНЧ), имеет ряд особенностей, в окрестности которых поле излучения усиливается. В однородной среде наибольший фокусирующий эффект проявляется вдоль так называемой фокальной особенности, которая существует в частотном интервале [1]:

$$f_L < f < 1/2f_H, \quad (1)$$

где f_L и f_H — нижнегибридная частота и гирочастота электронов, f — рабочая частота источника*. Эта особенность формируется в виде оси, которая совпадает с магнитной силовой линией, проходящей через источник. Однако в неоднородной среде фокальная особенность неустойчива и распадается на особенности других типов. Поэтому при рассмотрении излучателей в околоземной плазме, где при дальнейшем распространении волн ОНЧ неоднородность среды играет существенную роль, представляется важным исследовать свойства образующейся фокусирующей структуры.

Для этого проведено численное моделирование распространения волн ОНЧ, излучаемых точечным магнитным диполем S , ориентированным перпендикулярно плоскости магнитного меридиана и расположенным в вершине магнитосиловой линии (параметр Мак-Илвейна $L=2,3$). Рабочая частота $f=9,6$ кГц удовлетворяет условию (1) во всем интервале высот от источника до основания магнитосферы ($H \approx 1000$ км).

Расчет лучевых траекторий распространения проводился путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений при использовании диффузно-равновесной модели [2, 3] распределения электронов и ионов O^+ , He^+ и H^+ в магнитосфере ($N_e = 5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$; $\eta_{O^+} = 0,8$; $\eta_{He^+} = 0,1$; $\eta_{H^+} = 0,1$ — концентрация электронов и относительное содержание ионов на высоте 1000 км). Начальными параметрами для расчета лучевых траекторий служили угол δ , задающий начальное направление волнового вектора k в плоскости магнитного меридиана относительно геомагнитного поля H_0 ($\delta > 0$ отсчитываются в сторону выпуклости магнитных силовых линий), и угол ε между k и плоскостью магнитного меридиана. Для расчета амплитудных характеристик и определения местоположения структурных особенностей одновременно с центральным лучом рассчитывались два дополнительных луча с малыми отклонениями от центрального ($\Delta\delta, \Delta\varepsilon = 10^{-4}$), и на каждом шаге интегрирования путем численного дифференцирования по начальным параметрам δ, ε и групповому пути t производился расчет якобиана расходимости лучей:

$$Y(t, \delta, \varepsilon) = \frac{\partial(R, \theta, \varphi)}{\partial(t, \delta, \varepsilon)} R^2 \sin \theta, \quad (2)$$

R, θ, φ — сферические координаты: R — радиус-вектор, θ, φ — геомагнитные широта и долгота. При изменении знака якобиана (2) производилась линейная интерполяция для определения координат нулевой точки якобиана, отвечающей формированию структурной особенности.

Проведенное численное моделирование показало, что фокальная особенность, существующая в однородной среде, превращается в магнитосфере в некоторую каустическую поверхность, вытянутую вдоль магнитных силовых линий (рис. 1). На малом расстоянии от источника (≤ 1000 км) ее поперечный размер существенно меньше размера каустической зоны Λ , поэтому рассматриваемая особенность физически

* Под эффектом наибольшей фокусировки понимается закон наиболее медленного убывания поля вдоль особенности при увеличении расстояния до источника. Например, при удалении от источника вдоль плазменного резонанса поле в диссипативной среде убывает значительно быстрее [1].

реализуется как фокальная ось. По мере удаления от источника поперечный размер особенности увеличивается и начиная с некоторого расстояния можно говорить о «трансформации» фокальной особенности в каустическую поверхность. На рис. 2 показано ее поперечное сечение при $\theta=40^\circ$. Здесь по оси ординат H отложена высота над поверхностью Земли, по оси абсцисс X — расстояние от плоскости магнитного меридиана, на которой находится источник. Буквами отмечены положения некоторых лучей ($\varepsilon > 0$), касающихся каустической поверхности в рассматриваемом сечении: A ($\delta = -61,6^\circ$, $\varepsilon = 0$), B ($\delta = -20,1^\circ$, $\varepsilon = 64,9^\circ$), C ($\delta = 0,2^\circ$, $\varepsilon = 64,5^\circ$),

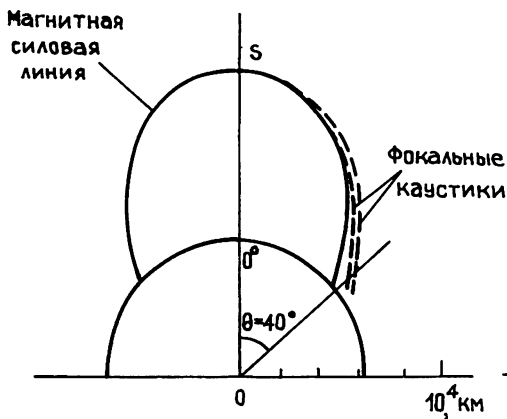


Рис. 1.

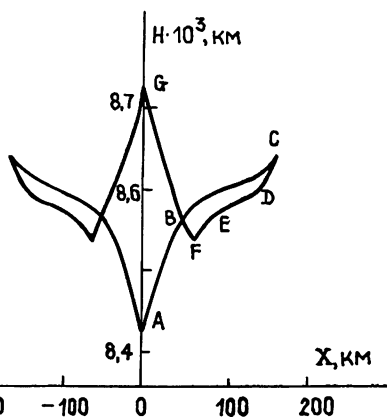


Рис. 2.

D ($\delta = 40,0^\circ$, $\varepsilon = 62,7^\circ$), E ($\delta = 60,0^\circ$, $\varepsilon = 51,7^\circ$), F ($\delta = 70,1^\circ$, $\varepsilon = 32,6^\circ$), G ($\delta = 74,8^\circ$, $\varepsilon = 0$). Лучи, соответствующие значениям $\varepsilon < 0$, образуют каустическую поверхность, симметричную относительно плоскости магнитного меридиана. Эти поверхности смыкаются на плоскости магнитного меридиана с образованием негладких особенностей — каустических острив (точки A и G)*. В плоскости магнитного меридиана эти особенности имеют вид двух кривых, которые, учитывая их происхождение, назовем фокальными каустиками (рис. 1). В их окрестности имеет место значительная фокусировка излучения, поскольку структура поля здесь формируется тремя близкими (в смысле $\Delta\delta$, $\Delta\varepsilon$) лучами: лучом, распространяющимся в плоскости магнитного меридиана, и двумя симметричными ($\Delta\varepsilon > 0$, $\Delta\varepsilon < 0$) лучами, пересекающими эту плоскость. Строгое моделирование дифракционного поля вблизи особенности такого типа представляет собой трудоемкую задачу. Вместе с тем оценку поля в этой области можно сделать в рамках геометрикооптического приближения,

рассматривая лучи, распространяющиеся в области, которая непосредственно примыкает к каустической зоне.

Для грубой оценки ее размеров можно воспользоваться выражением для ширины каустической области простой каустики [4]:

$$\Lambda = \left(\frac{c}{2\pi f} \right)^{2/3} (2n_k |K_{отн}|)^{-1/3}, \quad (3)$$

где n_k — показатель преломления на каустике, $K_{отн}$ — величина, определяющая относительную кривизну луча и каустики. Подставляя в (3) расчетное значение $n_k \approx 30$ и полагая $K_{отн} \approx \approx 10^{-4} \text{ км}^{-1}$, получаем $\Lambda \approx 20 \text{ км}$. Для лучей, распространяющихся вблизи каустической поверхности на широте $\theta = 40^\circ$, такое отклонение связано с расхождением начальных углов $\Delta\delta_k = |\delta - \delta_k| \geq 1^\circ$. На рис. 3 показаны значения поля $|E|$ и $|H|$ в относительных единицах для лучей, параметр δ которых отличается от δ_k (δ_k — угол, соответствующий лучу, который касается каустики) на $\Delta\delta_k \geq 1^\circ$, что гарантирует применимость геометрикооптического приближения. Из рисунка видно, что поле вблизи фокальных кривых примерно на порядок превосходит поле в регулярных областях ($\Delta\delta_k \geq 5 \div 10^\circ$), где оно изменяется существенно медленнее.

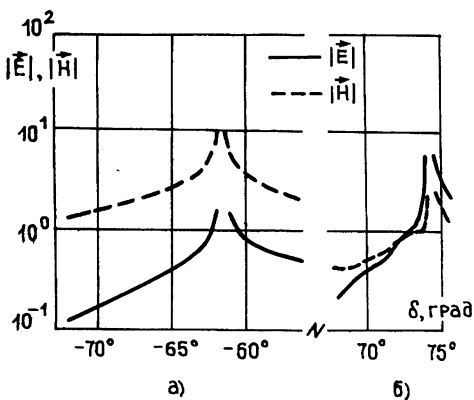


Рис. 3.

* Каустические острив существуют также и вне плоскости магнитного меридиана (точки C и F);

Отметим также, что в сечении каустической поверхности имеется особенность типа петли (см. рис. 2 точки B, C, D, E, F), ширина которой оказывается меньше размера каустической зоны. Кроме того, в ее окрестности концентрируется множество лучей в значительном интервале угловых параметров δ и ϵ , что прямо указывает на сильную фокусировку излучения в этой области.

Таким образом, при условии (1) поле излучения в магнитосфере на больших расстояниях от источника может образовывать каустические структуры, обладающие значительным фокусирующим действием. Этот результат может быть существенным при рассмотрении поля излучателя, установленного на борту спутника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Al'pert Ya. L., Budden K. G., Moiseyev B. S., Stott G. F. // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 1983. V. 309. № 11. P. 503.
2. Савченко П. П. Диссертация. М., 1982.
3. Anjarami J. J., Thomas J. O. // J. Geophys. Res. 1964. V. 69. № 21. P. 4537.
4. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980. С. 89, 112.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
17 августа 1988 г.

УДК 621.378.325

ОБ ИНВАРИАНТАХ ВСТРЕЧНОГО НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СРЕДЕ С ДИССИПАЦИЕЙ

С. В. Поляков, В. А. Трофимов

Встречное взаимодействие световых пучков реализуется во многих практически важных задачах, таких, как обращение волнового фронта [1, 2], адаптивная оптика [3] и т. д., и интенсивно исследуется на протяжении многих лет [4-8]. При этом особое внимание уделяется инвариантам распространения оптического излучения. Отметим, что для линейной турбулентной среды один из них записан в [8, 3], для встречного взаимодействия пучков в керровской среде — в [5], а в среде с тепловым механизмом нелинейности — в [7] и в [9]. Существенно, что в [9] получен инвариант от произведения комплексных амплитуд встречных волн. Это, в частности, позволяет решить одну из важных проблем нелинейной адаптивной оптики: оценить качество фокусировки оптического излучения через характеристики падающего на приемник и отраженного от него оптического излучения, измеренные в плоскости излучателя. В отличие от этих работ в настоящем сообщении приводятся сохраняющиеся величины при встречном взаимодействии световых пучков в нелинейной среде с диссипацией. Таким образом, и в поглощающей нелинейной среде (а именно этот случай реализуется на практике) удалось решить указанную выше проблему. Кроме этого, результаты работы необходимо использовать как для построения разностных схем при численном моделировании рассматриваемых процессов, так и для контроля его результатов.

Процесс нелинейного распространения встречных волн в безразмерных переменных описывается следующей системой уравнений

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + i\Delta_{\perp} A_+ + i\alpha \epsilon'_{\text{нл}} A_+ + \delta A_+ + \tau_d \epsilon''_{\text{нл}} A_+ = 0, \quad (1)$$

$$-\frac{\partial A_-}{\partial z} + i\Delta_{\perp} A_- + i\alpha \bar{\epsilon}'_{\text{нл}} A_- + \delta A_- + \tau_d \epsilon''_{\text{нл}} A_- = 0$$

с граничными условиями

$$A_+|_{z=0} = A_+^0(x, y), \quad A_-|_{z=L} = A_-^0(x, y), \quad (2)$$

где A_+, A_- — нормированные комплексные амплитуды, z — продольная координата, измеряемая в единицах дифракционной длины $l_d = 2ka^2$, k — волновое число, a — радиус пучка, Δ_{\perp} — поперечный оператор Лапласа, α — отношение начальной мощности пучка к характерной мощности самовоздействия, x, y — безразмерные поперечные координаты, $\epsilon'_{\text{нл}}, \epsilon''_{\text{нл}}, \bar{\epsilon}'_{\text{нл}}, \bar{\epsilon}''_{\text{нл}}$ описывают, соответственно, нелинейную рефракцию и поглощение для прямой и обратной волн, δ — линейное поглощение. Ранее нами сообщалось, что в отсутствие поглощения $\delta = \tau_d = 0$ при нелинейном взаимо-