

УДК 537.876.23 : 533.9

**ОБ ОСОБЕННОСТЯХ САМОФОКУСИРОВКИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ**

Г. Б. Сигал

Получено уравнение, описывающее поведение комплексной амплитуды электромагнитной волны при распространении в замагниченной плазме под произвольным углом к постоянному магнитному полю. На основе данного уравнения проведены оценки возможности существования неустойчивости самофокусирующего типа в случае локальной тепловой нелинейности. С помощью ЭВМ проведены расчеты, позволившие определить области самофокусировки волн при распространении в плазме, в частности ионосферной, в различных направлениях, для разных частот волны.

Теоретические и экспериментальные исследования явления самовоздействия электромагнитных волн в нелинейных средах получили широкое освещение во многих работах (см., например, обзоры [1-3]).

Некоторые особенности пространственной динамики волновых пучков (в частности самофокусировка) были проиллюстрированы в [4] на примере высокочастотных волн, распространяющихся в плазме вдоль постоянного магнитного поля H_0 . Целью настоящей работы является обобщение этих результатов и выявление новых особенностей поведения волновых пакетов, распространяющихся в плазме, например ионосферной, в произвольном направлении по отношению к постоянному магнитному полю. Рассматривается возможность практического приложения полученных результатов при исследовании ионосферной плазмы методами активного воздействия.

1. Рассмотрим пакет электромагнитных волн, распространяющихся в анизотропной гиротропной плазме под произвольным углом к постоянному магнитному полю H_0 , направленному вдоль оси z . Тензор диэлектрической проницаемости среды имеет вид

$$\overset{\wedge}{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon_a & 0 \\ i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $\varepsilon = 1 - v(1 - u)^{-1}$, $\varepsilon_a = v\sqrt{u}(1 - u)^{-1}$, $\varepsilon_{\parallel} = 1 - v$, $v = \omega_p^2/\omega^2$, $u = \omega_H^2/\omega^2$, $\omega_p = (4\pi e^2 N_0 m^{-1})^{0.5}$ — плазменная частота, $\omega_H = eH/mc$ — гирочастота, N_0 — концентрация электронов в области, где переменное поле равно нулю.

Обозначим среднее значение волнового вектора пакета k_0 , разброс волновых векторов Δk , соответственно средняя частота равна $\omega(k_0) = \omega_0$ и разброс частот $\Delta\omega$. Будем считать

$$|\Delta k| \ll |k_0|, \Delta\omega \ll \omega_0. \tag{2}$$

Поле такого пакета может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} E(r, t) &= \int a_{\omega} E(\omega, k) \exp\{-ikr + i\omega t\} dk = \\ &= aA(r, t) \exp(-ik_0 r + i\omega_0 t), \end{aligned} \tag{3}$$

где $A(\mathbf{r}, t)$ — медленно изменяющаяся амплитуда поля, \mathbf{a} — вектор поляризации центрального луча волнового пакета, который в общем случае можно выбрать в виде [5].

$$\mathbf{a} = a_0 \{ \cos\varphi - i\tau \sin\varphi; \sin\varphi + i\tau \cos\varphi; \beta \}, \quad (4)$$

где $a_0 = (1 + \tau^2 + \beta^2)^{-0,5}$ — нормировочный множитель, $\tau = \varepsilon_a / (n^2 - \varepsilon)$, $\beta = n^2 \sin\theta \cos\theta / (n^2 \sin^2\theta - \varepsilon_{\parallel})$, θ — угол между направлением вектора \mathbf{k}_0 и магнитным полем \mathbf{H}_0 , φ — азимутальный угол вектора \mathbf{k}_0 , $n = ck/\omega$ — показатель преломления среды [6].

Запишем дисперсионное уравнение для нормальных волн в стационарной слабонеоднородной среде:

$$D = a_{\alpha}^* D_{\alpha\beta} a_{\beta} = -k^2 + |\mathbf{k}\mathbf{a}|^2 + (\omega^2/c^2)(a_{\alpha}^* \varepsilon_{\alpha\beta} a_{\beta}). \quad (5)$$

В нулевом приближении $D(\omega_0, \mathbf{k}_0) = 0$.

Рассмотрим дисперсионное уравнение для произвольной компоненты поля $E_{\beta}(\omega, \mathbf{k}) = a_{\beta} E(\omega, \mathbf{k})$, где a_{β} — соответствующая компонента вектора поляризации, $\beta = x, y, z$. В первом приближении в случае гармонической зависимости от времени

$$D_{\alpha\beta} a_{\beta} E(\omega, \mathbf{k}) = (4\pi/c^2) i\omega j_{\alpha}^{NL}(\omega, \mathbf{k}), \quad (6)$$

где $j_{\alpha}^{NL}(\omega, \mathbf{k})$ — одна из компонент нелинейного тока, возникающего в поле волны. Учитывая условия (2), представим левую часть уравнения (6) в виде ряда Тейлора в окрестности точки k_0 , ω_0 с точностью до производных второго порядка по ω, k . Домножая затем почленно полученное выражение на $a_{\alpha}^* \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t)$ и интегрируя по \mathbf{k} , с учетом (3) получим уравнение для медленно изменяющейся амплитуды поля $A(\mathbf{r}, t)$, которое в случае квазистационарности амплитуды во времени, т. е. при условии $A(\mathbf{r}, t) \approx A(\mathbf{r}, 0)$, имеет вид*

$$i \frac{\partial D}{\partial k_i} \frac{\partial A}{\partial r_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D}{\partial k_i \partial k_j} \frac{\partial^2 A}{\partial r_i \partial r_j} = J^{NL}, \quad (7)$$

где

$$J^{NL} = \frac{4\pi}{c^2} i\omega j_{\alpha}^{NL}(\mathbf{r}, t) a_{\alpha}^* \exp\{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega_0 t\}. \quad (8)$$

Для нахождения коэффициентов уравнения (7) необходимо знать конкретный вид дисперсионного уравнения. Его нетрудно получить, подставляя в (5) записанные в форме (4) компоненты поляризационного вектора \mathbf{a} :

$$D = \tilde{A}\tilde{D}, \quad (9)$$

где

$$\tilde{A} = (k_{\perp}^2 - d) [(1 + \tau^2)(k_{\perp}^2 - d)^2 + k_{\perp}^2 k_z^2]^{-1}; \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tilde{D} &= (k_{\perp}^2 - d) [-2b\tau + k_{\perp}^2 \tau^2 + (k_z^2 - g)(1 + \tau^2)] - k_{\perp}^2 k_z^2, \\ k_{\perp}^2 &= k_x^2 + k_y^2, \quad k_x = k \sin\theta \cos\varphi, \quad k_y = k \sin\theta \sin\varphi, \\ k_z &= k \cos\theta, \quad b = \omega^2 \varepsilon_a / c^2, \quad g = \omega^2 \varepsilon / c^2, \quad d = \omega^2 \varepsilon_{\parallel} / c^2. \end{aligned} \quad (11)$$

* Если амплитуда зависит от времени, то уравнение принимает вид

$$i \frac{\partial D}{\partial \omega} \left\{ -\frac{\partial A}{\partial t} - \frac{d\omega}{dk_i} \frac{\partial A}{\partial r_i} - \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega}{dk_i dk_j} \frac{\partial^2 A}{\partial r_i \partial r_j} \right\} = J^{NL}.$$

Проделав соответствующие операции дифференцирования, можно найти выражения для коэффициентов уравнения (7) в общем случае. Для упрощения их вида и приведения уравнения (7) к каноническому виду перейдем в систему координат, связанную с групповой скоростью пакета $V_{гр}$. Выберем эту систему таким образом, чтобы одна из поперечных компонент центрального волнового вектора, например k_y , равнялась нулю, т. е. угол $\varphi = 0$. Новые координаты выразятся через старые следующим образом:

$$\xi = x \cos \psi - z \sin \psi,$$

$$\zeta = x \sin \psi + z \cos \psi,$$

$$y = y,$$

где $\operatorname{tg} \psi = \frac{\partial D}{\partial k_x} \Big|_{\partial k_z}$ и ось ζ совпадает с направлением $V_{гр}$. Тогда, предполагая, что амплитуда электромагнитного поля вдоль направления групповой скорости изменяется значительно медленнее, чем поперек, уравнение (7) приводится к виду [2, 7, 8]

$$-2ik \frac{\partial A}{\partial \zeta} + \alpha_1 \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \alpha_1 \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = ka_{\zeta} JNL, \quad (12)$$

где

$$\alpha_1 = ka_{\xi\xi}/a_{\zeta}, \quad \alpha_2 = ka_{yy}/a_{\zeta},$$

$$a_{\zeta} = \frac{\partial D}{\partial k_x} \sin \psi + \frac{\partial D}{\partial k_z} \cos \psi,$$

$$a_{\xi\xi} = \frac{\partial^2 D}{\partial k_x^2} \cos^2 \psi + \frac{\partial^2 D}{\partial k_z^2} \sin^2 \psi - \frac{\partial^2 D}{\partial k_x \partial k_z} \sin \psi \cos \psi,$$

$$a_{yy} = \frac{\partial^2 D}{\partial k_y^2} = 2\tilde{A}\tilde{D}_{\perp}, \quad \frac{\partial D}{\partial k_x} = 2\tilde{A}k_x\tilde{D}_{\perp}, \quad \frac{\partial D}{\partial k_z} = 2\tilde{A}k_z\tilde{D}_z, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial k_x^2} = 2\tilde{A}[\tilde{D}_{\perp} - 4k_x^2\tau^2(b_0 - 1)] + 4\frac{k_x^2}{d_0^2} \{k_x^2 k_z^2 - (k_x^2 - d) \times$$

$$\times [c_0 + k_z^2 + (1 + \tau^2)(k_x^2 - d)]\} \tilde{D}_{\perp},$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial k_z^2} = 2\tilde{A}[\tilde{D}_z - 4k_z^2\tau^2 b_0] + 4\frac{k_z^2}{d_0^2} (k_x^2 - d)(c_0 - k_x^2)\tilde{D}_z,$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial k_x \partial k_z} = 4k_x k_z \{\tilde{A}\tau^2(1 - 2b_0) + d_0^{-2} [k_x^2 k_z^2 - (k_x^2 - d) \times$$

$$\times [c_0 + k_z^2 + (1 + \tau^2)(k_x^2 - d)]\} \tilde{D}_z\},$$

$$\tilde{D}_{\perp} = -2b\tau + \tau^2(k^2 + k_x^2 - g - d) - g, \quad \tilde{D}_z = (k_x^2 - d)(1 + \tau^2) - k_x^2,$$

$$b_0 = (k_x^2 - d)/(k^2 - g), \quad c_0 = -2\tau^2(k_x^2 - d)/(k^2 - g),$$

$$d_0 = (1 + \tau^2)(k_x^2 - d)^2 + k_x^2 k_z^2.$$

В частном случае продольного относительно H_0 распространения коэффициенты α_1 и α_2 совпадают с полученными ранее в работах [4, 8]:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = (1/2)(1 + n^2/\epsilon_{\parallel}), \quad \xi \equiv x.$$

При поперечном распространении волнового пакета, как и в [8],

$$\alpha_1 = \frac{\epsilon_a^2 (n^2 - \epsilon_{\parallel}) - \epsilon_{\parallel} (n^2 - \epsilon)^2}{\epsilon_a^2 (\epsilon - \epsilon_{\parallel}) - \epsilon (n^2 - \epsilon)^2}, \quad \alpha_2 = 1, \quad \xi \equiv z.$$

Интересно отметить, что в этом случае коэффициент диффузии по поперечной координате y остается постоянным для произвольных частот ω , ω_H , ω_p .

2. Нелинейный ток (8), возникающий в поле мощной волны, действующей на плазму, можно записать через параметры плазмы следующим образом:

$$J^{NL} = \frac{\omega^2}{c^2} a_a^* a_{\beta} (\epsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}) \frac{\Delta N}{N} A, \quad (14)$$

где конкретное выражение для изменения концентрации ΔN зависит от преобладания того или иного типа нелинейности, возникающей в поле волны накачки. В случае медленного изменения поля вдоль H_0 , т. е. при выполнении условия

$$L_E \gg L_T = l/\sqrt{\delta}, \quad (15)$$

где L_E — характерный масштаб изменения поля по направлению H_0 , L_T — характерный масштаб теплопроводности, l — длина свободного пробега электронов, δ — средняя доля энергии, теряемая электроном при одном соударении, нагрев можно считать локальным, при этом тепловые нелинейные эффекты являются сильнее стрикционных. При $t \gg \tau_T$, где $\tau_T = (\delta v_e)^{-1}$ — время релаксации температуры, можно определить относительное изменение температуры [9]:

$$\frac{\Delta T_e}{T} = \varphi_P \frac{E^2}{E_P^2}, \quad (16)$$

где $\varphi_P = 8\pi(a_a \sigma_{\alpha\beta} a_{\beta}^*) (v_e v)^{-1}$, $E_P = (3Tm\delta\omega^2/e^2)^{0,5}$ — характерное плазменное поле.

Согласно [9] изменения температуры и концентрации плазмы в ионосфере связаны приближенно следующим соотношением:

$$\frac{\Delta N}{N} \approx \gamma_1 \frac{\Delta T_e}{T}, \quad (17)$$

где коэффициент $\gamma_1 \approx 0,5$ в области высот $H \leq 180$ км и $\gamma_1 \approx -0,5$ — на высотах $H \geq 250$ км.

Следует заметить, что на малых высотах, где преобладающими являются процессы рекомбинации, локальная связь (17) справедлива всегда. На высотах же более 180—200 км, когда становится существенной диффузия, для сохранения локальности связи изменений концентрации и температуры необходимо выполнение условия

$$L_N = \sqrt{D_a \tau_N} > L_E > L_T, \quad (18)$$

где L_N — характерный масштаб изменения концентрации плазмы, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, τ_N — время жизни электронов,

определяемое процессами рекомбинации. Это условие выполняется в ионосфере для высот более 250—300 км [9], область же высот между 200 и 250 км требует более детального рассмотрения, и здесь связь между концентрацией и температурой может иметь как локальный, так и нелокальный характер.

Подставляя (17) в (14), с учетом (16) запишем выражение для нелинейного тока в случае локальной тепловой нелинейности в виде

$$J^{NL} = \gamma |A|^2 A,$$

где

$$\begin{aligned} \gamma = 2\gamma_1 k \frac{\omega^2}{c^2} \frac{a_0^4 v}{a_0 E_p^2} & \left[\frac{1 + \tau^2 - 2\tau \sqrt{u}}{1 - u} + \beta^2 \right] \times \\ & \times \left[\frac{(1 + \tau^2)(1 + u) - 4\tau \sqrt{u}}{(1 - u)^2} + \beta^2 \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

3. Таким образом, самовоздействие квазистационарных волновых пучков в постоянном магнитном поле при произвольном направлении распространения можно описать скалярным уравнением типа (12). Оно является комплексным. В ряде случаев более удобно перейти к действительным величинам. Представим для этого комплексную амплитуду в виде

$$A = A_0 \exp(-ik\Psi), \quad (20)$$

где A_0 — действительная амплитуда, Ψ — эйконал комплексной амплитуды, который является добавкой к эйконалу плоской волны.

Подставляя (20) в (12) и разделяя мнимую и действительную части, приходим к системе двух действительных уравнений:

$$2 \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} + \alpha_1 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)^2 + \alpha_2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 = \frac{1}{k^2 A_0} \left(\alpha_1 \frac{\partial^2 A_0}{\partial \xi^2} + \alpha_2 \frac{\partial^2 A_0}{\partial y^2} + \gamma |A_0|^2 A_0 \right); \quad (21a)$$

$$\frac{\partial A_0}{\partial \zeta} + \alpha_1 \frac{\partial A_0}{\partial \xi} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \alpha_2 \frac{\partial A_0}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\alpha_1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} A_0 + \frac{\alpha_2}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} A_0 = 0. \quad (21b)$$

Первое из них — это уравнение эйконала, в правой части которого стоят две эффективные силы: нелинейной рефракции (по поперечным координатам ξ и y) и дифракции. Второе — уравнение переноса, выражающее закон сохранения энергии в дифференциальной форме. В нелинейной среде в приближении геометрической оптики, т. е. в предположении, что правая часть уравнения (21a) равна нулю, полученным уравнениям удовлетворяют, в частности, решения в виде волн, которые можно записать следующим образом:

$$\Psi = \beta_\xi(\zeta) (\xi^2/2) + \beta_y(\zeta) (y^2/2); \quad (22)$$

$$A_0 = \frac{F(\sqrt{\xi^2 + y^2/a} (\zeta R_0^{-1} + 1))}{1 + \zeta R_0^{-1}}, \quad (23)$$

где $\beta_i(\zeta) = R_i^{-1}(\zeta) = [\alpha_{i,2}(\zeta + R_0)]^{-1}$ — кривизна фазового фронта соответствующей координате ($i = \xi, y$), $R_i(\zeta)$ — радиус кривизны фазового фронта, $|R_i(0) = \alpha_{i,2} R_0$ — радиус кривизны начального фазового фронта, a — начальная ширина пучка, F — произвольная гладкая функция, определяемая начальным распределением амплитуды поперек волнового фронта. Из (23) следует, что при $\zeta \rightarrow |R_0| A_0 \rightarrow \infty$, т. е. лучи пересекаются в точке $\zeta = -R_0 = -R_i(0)/\alpha_{i,2}$

Таким образом, для полного «схлопывания» пучка по обеим поперечным координатам в одной точке в данном приближении необходимо равенство отношений радиусов кривизны начального фазового фронта по каждой поперечной координате к соответствующим коэффициентам диффузии в данной точке. При $\alpha_1, \alpha_2 > 0$ сходящимся лучам соответствуют начальные фазовые фронты с отрицательным радиусом кривизны, а при $\alpha_1, \alpha_2 < 0$ — с положительным.

4. Исследование устойчивости решения уравнения (12), соответствующего плоской волне, относительно малых возмущений амплитуды и фазы приводит к выражениям, аналогичным анализировавшимся в [1, 4, 8]. В частности, характерным параметром, определяющим возможность самофокусировки, является соотношение знаков коэффициентов α_1, α_2 и γ . Если все три коэффициента одного знака, то происходит самофокусировка волновых пучков, плоская волна оказывается неустойчивой относительно малых возмущений поперечной пространственной структуры [4]. При разных знаках коэффициентов α_1 и α_2 волна неустойчива только по одной из поперечных координат и самофокусировки пучка в целом не происходит. Если же $\alpha_1\gamma < 0$ и $\alpha_2\gamma < 0$, волна устойчива.

Для случая локальной тепловой нелинейности были проведены расчеты на ЭВМ, позволяющие определить возможность самофокусировки электромагнитной волны в плазме. На рис. 1а—д и 2а—д показаны области, отвечающие различному соотношению знаков коэффициентов α_1, α_2 и γ для волн обыкновенной и необыкновенной поляризации соответственно. Рассмотрены случаи различных углов θ между центральным волновым вектором пучка k_0 и постоянным магнитным полем H_0 : $\theta = 0, 3, 19, 71, 90^\circ$. По осям абсцисс и ординат отложены соответственно параметры плазмы u и v . На этой координатной плоскости можно исследовать характеристики распространения электромагнитных волн в плазме, например ионосферной. Задавая определенную частоту волны ω и считая гирочастоту ω_H в ионосфере известной, получаем нужную координату u , затем, двигаясь вдоль координаты v (что фактически равносильно изменению высоты в ионосфере), можно определить области, где волна будет фокусироваться.

В соответствии со знаками коэффициентов уравнения (12) на рисунках введены следующие условные обозначения: $\alpha_1 > 0, \alpha_2 > 0, \gamma > 0$ — штриховка с наклоном влево, $\alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \gamma < 0$ — штриховка с наклоном вправо, $\alpha_1 > 0, \alpha_2 > 0, \gamma < 0$ — вертикальная штриховка, $\alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \gamma > 0$ — горизонтальная штриховка. Части плоскости, где коэффициенты α_1 и α_2 имеют разные знаки, не заштрихованы. Перекрестная штриховка соответствует областям непрозрачности плазмы ($n^2 < 0$).

При расчетах предполагалось, что до определенной высоты $H \leq H^*$ нагрев ионосферы приводит к увеличению концентрации плазмы в области «засветки» пучком, а при $H > H^*$ приращения температуры и концентрации имеют разный знак [9]. Практически смена знака нелинейности может происходить на высотах от 150 до 250 км. Пунктирная кривая на рисунках соответствует меньшей из этих высот, а штрихпунктирная — большей, пространством между ними не заштриховано, так как в этой области возможна нелинейность любого знака и штриховка может соответствовать как случаю над штрихпунктирной линией, так и под пунктирной, а также их комбинации.

Расчеты показали, что самофокусировка электромагнитных волн в ионосфере может существовать как при увеличении, так и при уменьшении плотности частиц на оси пучка с нагревом плазмы. В первом случае самофокусировка может привести к образованию плазменных сгустков с большой ($\Delta N/N \gg 1$) концентрацией частиц и большой на-

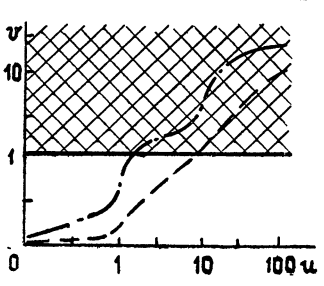
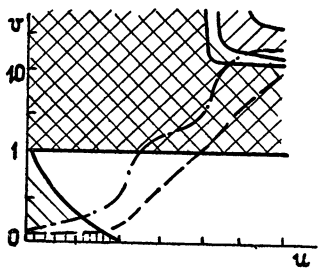
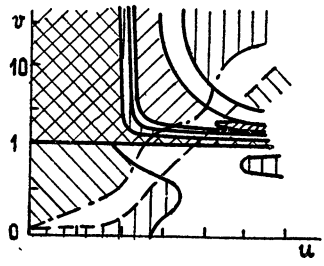
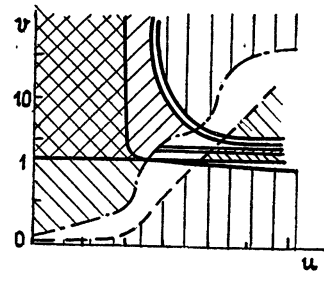
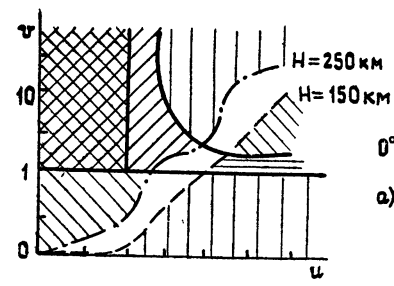


Рис. 1.

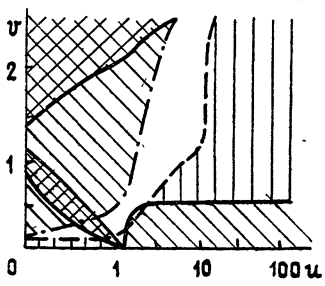
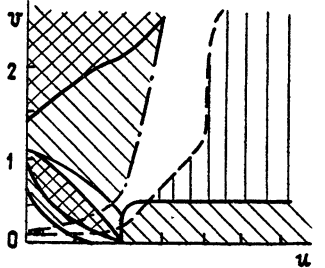
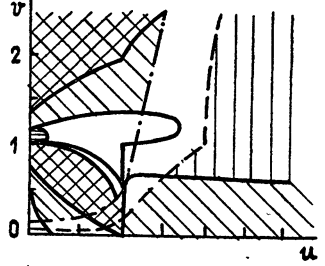
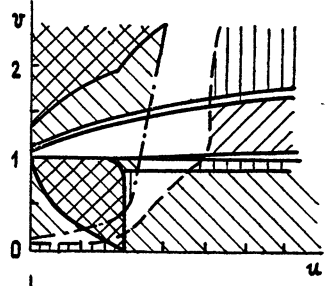
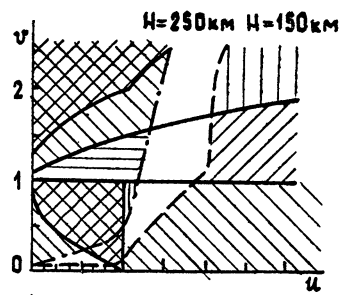


Рис. 2.

пряженностью поля в приосевой части пучка, во втором — к «просветлению» плазмы, образованию областей с пониженной плотностью.

Так, например, для обыкновенной компоненты волны, распространяющейся вдоль магнитного поля, при $v > 1$ самофокусировка с увеличением плотности плазмы на высотах меньше 250—150 км возможна на

частотах $\omega \leq \omega_H/3$. На рис. 1а эта область заключена между кривой смены знака нелинейности (находящейся в интервале между кривыми, соответствующими высотам 150 и 250 км) и кривой, задаваемой неявно в виде $1 + n^2/\epsilon_{\parallel} = 0$ (штриховка с наклоном влево в правой части рисунка). При увеличении угла между направлением распространения и магнитным полем вышеупомянутая область сдвигается в сторону все более низких частот и при $\theta = \pi/2$ исчезает.

Интересная ситуация возникает при распространении необыкновенной компоненты электромагнитной волны. Если для обыкновенной компоненты самофокусировка при распространении в ионосфере была возможна лишь на части пути, начиная с определенных высот, то при некоторых углах распространения и для определенных частот необыкновенной компоненты самофокусировка волны может существовать на всем пути распространения вплоть до области непрозрачности плазмы, сначала при тепловом рекомбинационном механизме нелинейности, затем при термодиффузионном. Так, при $\theta = 0$ частота волны ω^* , при которой самофокусировка может быть непрерывной, определяется значением параметра $u = u^*$, где u^* — координата точек пересечения кривой смены знака нелинейности с кривой $v = 2/[1 + (1 + \sqrt{u})^{-1}]^{-1}$. Возможность непрерывной самофокусировки исчезает с увеличением угла θ и появляется вновь при углах $\theta \gtrsim 70 \div 75^\circ$. При $\theta \rightarrow \pi/2$ координата u^* определяется пересечением кривой смены знака нелинейности с кривой $v = 1 - u + \sqrt{u(u-1)}$.

Групповая скорость волны V_{gr} отличается от групповой скорости в линейной среде V_0 . Если коэффициент γ при нелинейности положителен, то $V_{gr} < V_0$, если отрицателен, то волна оказывается более быстрой, чем в линейной среде.

В заключение автор выражает благодарность В. Ю. Трахтенгерцу и Н. А. Митякову за постоянное внимание и содействие при написании работы, В. О. Рапопорту за участие в полезных обсуждениях, а также Л. Н. Коваль за помощь при проведении расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. — Сб. Нелинейная оптика. — Новосибирск: Наука, 1968, с. 428.
2. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Сб. Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 81.
3. Литвак А. Г., Миронов В. А., Полуяхтов Б. Қ. — Сб. Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 139.
4. Литвак А. Г. — ЖЭТФ, 1969, 57, № 2, с. 629.
5. Ситенко А. Г. Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. — Киев: Наукова думка, 1977.
6. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1970.
7. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, № 2, с. 239.
8. Литвак А. Г., Шахова Н. А. — Физика плазмы, 1979, 5, вып. 3, с. 474.
9. Гуревич А. В., Швацбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 января 1981 г.

PECULIARITIES OF ELECTROMAGNETIC WAVE SELF-FOCUSING IN THE IONOSPHERE

G. B. Sigal

An equation has been derived which describes the behaviour of an electromagnetic wave complex amplitude when propagating in an magnetized plasma under an arbitrary angle to the constant magnetic field. Based on the given equation, estimations have been made of the existence possibility of the self-focusing instability in the case of local heat nonlinearity. Calculations made by the computer permit to define regions of the wave self-focusing when propagating in a plasma, particularly in the ionosphere one, in different directions for different wave frequencies.