S E N S ' 2 0 0 6
Second Scientific Conference with International Participation
SPACE, ECOLOGY, NANOTECHNOLOGY, SAFETY
14 – 16 June 2006, Varna, Bulgaria

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С НЕОДНОРОДНОЙ КИРАЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ

Г. Гах [1], Николай Ерохин [2]

[1]Российский университет дружбы народов,
[2]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
nerokhin@mx.iki.rssi.ru

THE ELECTROMAGNETIC WAVE INTERACTION WITH CHIRAL INHOMOGENEOUS PLASMA

G. Gakh [1], Nikolai Erokhin [2]

[1]Russian University of People Friendship, Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia
[2]Address for correspondence: N.S.Erokhin, IKI RAS, Moscow, Rusia, nerokhin@mx.iki.rssi.ru

Keywords: chiral plasma, inhomogeneity, electromagnetic waves.

Abstract

Using the linear theory, the interaction of electromagnetic waves with an inhomogeneous chiral plasma is studied and the effect of plasma resonance is taken into account. Due to the medium chirality new type of electromagnetic waves appears – the fast hybrid mode and the slow one. It is considered the mutual disposition of reflections layers, plasma resonance one and the mode conversion region in the dependence on the incidence angle of electromagnetic wave onto the plasma and the chirality coefficient. For the weak inhomogeneity the relations between wave fields are obtained along the path of hybrid modes propagation. It is studied the singular behaviour of wave fields in the resonance layer. The estimates of chirality influence on the wave absorption in plasma resonance layer are given

Введение

В последние годы благодаря успехам в физике полимеров и технологиях создания искусственных диэлектриков большое внимание уделяется иссле-дованию волновых процессов в так называемых киральных средах [1-7]. Киральность материала может существенно влиять на электродинамические характеристики среды, в частности, появляется линейная связь TE и TM мод, возникает вращение плоскости поляризации волн, модифицируются процессы рассеяния и возбуждения волн и т.д. Настоящий доклад посвящен анализу влияния киральности на распространение электромагнитных волн в неоднородной плазмоподобной среде. Такая среда может рассматриваться в качестве особого сорта пылевой плазмы в случае, когда микрочастицы пыли являются киральными обьектами, характерный размер которых весьма мал в сравнении с длиной распространяющейся волны.

Для бездиссипативной, обратимой, изотропной киральной среды вместо обычных соотношений между полями **E, H** и индукциями **D, B** имеются следуюшие связи $\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \mathbf{E} + \mathbf{I} \cdot \gamma \cdot \mathbf{B}$, $\mathbf{H} = \mathbf{I} \cdot \gamma \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} / \mu$, здесь ε , μ - соответственно диэлектрическая проницаемость и магнитная восприимчивость среды, γ - параметр киральности, который положителен (отрицателен) в случае право-вращающей (лево-вращающей) композитной среды, а зависимость волновых возмущений от времени была взята в виде **E, H, D, B** $\sim \exp(- I \cdot \omega \cdot t)$ и ω частота. Как видим, в киральной среде меняется фундаментальная связь между полями **E, H** и индукциями **D, B**, что приводит к разнообразным физическим эффектам. В докладе будут рассмотрены обусловленные слабой киральностью принципиальные эффекты в распространении и поглощении электромагнитных волн.

Особенностью неоднородной плазмы является возможность изменения знака диэлектрической проницаемости ε на трассе прохождения волнового пакета и можно ожидать, что в окрестности обычного плазменного резонанса, где выполняется условие $|\varepsilon| << 1$, существенное влияние киральности должно проявиться в первую очередь. Кроме того, благодаря киральности уже в линейном режиме распространения возникает связь между ТЕ и ТМ модами колебаний и формируются быстрая и медленная гибридные волны. При распространении в неоднородной киральной плазме быстрой гибридной моды слой плазменного резонанса $\varepsilon \approx 0$ всегда закрыт для нее областью непрозрачности, толщина которой с ростом параметра киральности γ увеличивается [8].

В случае медленной гибридной моды и малых углов падения относительно градиента диэлектрической проницаемости плазмы возникает новый эффект - слой отражения волны сдвигается в закритическую область $\varepsilon < 0$ и, следовательно, в противоположность случаю обычной, некиральной плазмы слой плазменного резонанса $\varepsilon \approx 0$ будет доступен медленной гибридной моде и необходимо исследовать эффективность поглощения электромагнитной волны в этих условиях [8]. Кроме того киральность приводит к появлению точки пересечения (трансформации) мод холодной плазмы на уровне $\varepsilon_t = - \gamma^2$, который всегда находится в закритической области $\varepsilon_t < 0$. В ней z-компонента волнового вектора равна $k_z \equiv k_t = k_0 (\gamma - \sin \theta)$. Следовательно, точка трансформации доступна, если угол падения волны достаточно мал, а именно $\theta < \arcsin \gamma$. В противном случае она прикрыта барьером непрозрачности.

Для углов падения $\theta < \arcsin \gamma$ медленная мода не имеет точек отражения. Однако для быстрой моды существуют две точки отражения наследующих уровнях : $\varepsilon_1 = \sin \theta (\sin \theta - \gamma) < 0$, $\varepsilon_2 = \sin \theta (\sin \theta + \gamma)$. Это также новый, принципиальный эффект влияния киральности на дисперсионные свойства колебаний плазмы [8].

Важно также отметить, что распространение электромагнитных волн в плоскослоистой стратифицированной киральной плазме описывается системой из двух связанных уравнений второго порядка, коэффициенты которой сингулярны в точке плазменного резонанса.

Структура электромагнитных полей в окрестности слоя резонанса при наклонном падении волн на плазму

Рассмотрим с учётом киральности пространственную структуру электромагнитных полей быстрой и медленной мод в окрестности слоя резонанса при наклонном распространении волн к градиенту диэлектрической проницаемости плазмы. Ранее было показано [8], что при нормальном падении поля волн в слое резонанса вполне регулярны. Без потери общности можем полагать $\gamma > 0$ (право-вращающая киральная среда) и пренебречь градиентом γ. Далее для ε берем линейный профиль $\varepsilon(z) = - z / L$ с характерной длиной неод-нородности L. Введём также характерный пространственный размер поля в области плазменного резонанса $\ell = (c^2 L / \omega^2)^{1/3}$, параметр киральности среды $\chi = \gamma (\omega L / c)^{1/3}$ и перейдём к безразмерной переменной $\xi = \omega z / L$. При сделанных предположениях система уравнений для функций $E \equiv E_y$, $H \equiv H_y$ имеет вид [8]

$$\nabla_\xi^2 E + [2 \gamma^2 - \sin^2 \theta - (\xi / \rho)] E = - 2 i \gamma H , \qquad (1)$$

$$\xi \nabla_\xi (\nabla_\xi H / \xi) + [2 \gamma^2 - \sin^2 \theta - (\xi / \rho)] H = 2 i \gamma [\gamma^2 - (\xi / \rho) E + (i \gamma / \xi) \nabla_\xi E,$$

Система уравнений (1) является обобщением известных канонических уравнений, рассматривавшихся ранее, например в [9-12] в связи с вопросом о поглощении электромагнитной волны в области плазменного резонанса в изотропной неоднородной плазме. Рассмотрим структуру волновых полей в окрестности слоя резонанса. Для малых ξ разложение функций E_y, H_y имеет вид:

$$E_y = V_1(\xi) + V_2(\xi) \cdot \ln \xi , \quad H_y = R_1(\xi) + R_2(\xi) \cdot \ln \xi , \qquad (2)$$

$$V_1(\xi) = \sum_n c_n \xi^n , \quad V_2(\xi) = \sum_n d_n \xi^n , \quad R_1(\xi) = \sum_n a_n \xi^n , \quad R_2(\xi) = \sum_n b_n \xi^n .$$

В качестве независимых коэффициентов в разложениях для полей (2) удобно выбрать a_0, c_0, c_1, a_2, а остальные будут выражаться через них после подстановки (2) в (1) следующим образом:

$$d_0 = d_1 = d_2 = d_3 = b_0 = b_1 = b_3 = 0 , \; a_1 = - i \gamma c_1 ,$$

$$2 b_2 = 2 i \gamma (c_2 + \gamma^2 c_0) - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) a_0 , \quad 6 d_4 = - i \gamma b_2 , \qquad (3)$$

$$2 c_2 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) c_0 - 2 i \gamma a_0 , \; 6 c_3 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) c_1 - 2 i \gamma a_1 + (c_0 / \rho),$$

$$8 b_4 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) b_2 + 4 i \gamma d_4 , \; 12 c_4 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) c_2 - 2 i \gamma a_4 - 7 d_4 + (c_1 / \rho),$$

$$3 a_3 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) a_1 + (a_0 / \rho) + i \gamma (2 \gamma^2 c_1 + 3 c_3) - 2 i \gamma (c_0 / \rho),$$

$$8 a_4 = - (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) a_2 + (a_1 / \rho) - 6 b_4 + 2 i \gamma (\gamma^2 c_2 + 2 c_4) - 2 i \gamma (c_1 / \rho) + i \gamma d_4 .$$

Таким образом в узкой окрестности слоя плазменного резонанса получаем следующие асимптотики электромагнитных полей

$$E_x \approx i\rho \gamma \sin^2\theta (a_0 + i \gamma c_0) \ln \xi, \qquad E_y \approx (c_0 + c_1 \xi + c_2 \xi^2) + d_4 \xi^4 \ln \xi ,$$

$$E_z \approx (\rho / \xi)(a_0 + i \gamma c_0) \sin\theta , \qquad H_x \approx \rho \gamma \sin^2\theta (a_0 + i \gamma c_0) \ln \xi , \qquad (4)$$

$$H_y \approx (a_0 + a_1 \xi + a_2 \xi^2) + b_2 \xi^2 \ln \xi , \; H_z \approx (\rho \gamma / \xi)(i a_0 - \gamma c_0) \sin\theta .$$

Согласно (3), (4) в общем случае в слое плазменного резонанса сингулярны компоненты волновых полей E_x, E_z, H_x, H_z. Обратим внимание на то, что киральность среды приводит к появлению сингулярности компонент H_x, H_z магнитного поля гибридных волн. Кроме того, как следует из соотношений (3), при определенном выборе поляризации падающей на киральную плазму волны, соответствующем условию $a_0 + i \cdot \gamma \cdot c_0 = 0$, поля гибридной моды не имеют сингулярности в точке плазменного резонанса $\varepsilon = 0$. Очевидно, что в этом случае резонансное поглощение волн отсутствует вполне аналогично падению электромагнитной волны s-поляризации на плазму при $\gamma = 0$ (нет киральности). При достаточном удалении точек отражения и трансформации гибридных мод от точки плазменного резонанса можно построить точно решаемую модель в более широкой окрестности слоя резонанса. Для этого упростим систему уравнений (1) к виду

$$\nabla_\xi^2 E + (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) E = - 2 i \gamma H , \tag{5}$$
$$\xi \nabla_\xi (\nabla_\xi H / \xi) + (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) H = 2 i \gamma^3 E + (i \gamma / \xi) \nabla_\xi E,$$

Для решения уравнений (5) применим метод Лапласа

$$H(\xi) \equiv \int_L F(k) \cdot \exp (k \xi) \, dk . \tag{6}$$

В (6) интегрирование проводится по контуру L в комплексной плоскости переменной k. Подинтегральная функция F(k) определяется следующим выражением

$$F(k) = (k^2 + 2 \gamma^2 - \sin^2 \theta) / [(k^2 + 4 \gamma^2 - \sin^2 \theta) \cdot (k^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}]$$

и имеет точки ветвления $k = \pm \sin \theta$, а также полюса $k = \pm i (2 \gamma^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$. От точек ветвления необходимо провести разрезы, а выбор контура интегрирования определяется граничными условиями. Пример выбора контуров представлен на рис.1, разрезы от точек ветвления $k = \pm \sin\theta$ показаны штриховыми линиями.

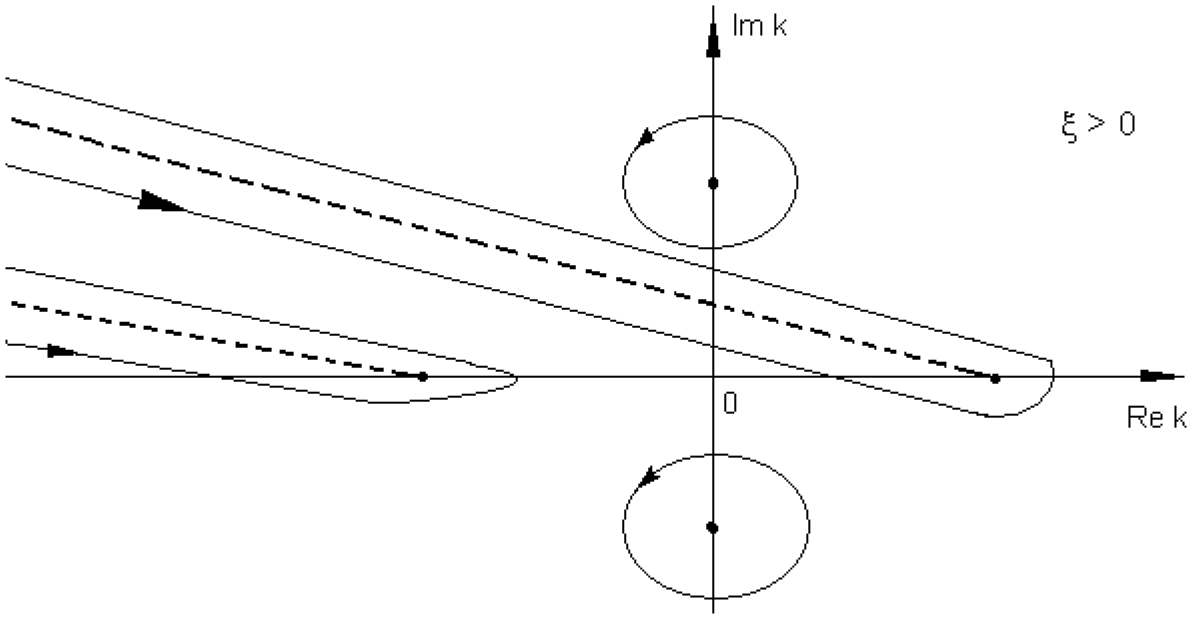

Рис.1.

В случае $2 \gamma^2 > \sin^2 \theta$ область плазменного резонанса является прозрачной для медленной моды. При этом интегралы по контурам, обходящим полюса функции F(k), дают поле медленной моды, проходящей слой резонанса без поглощения, отражения и трансформации в быструю гибридную моду. Для данной моды колебаний нет также и известной [9-11] сингулярности электромаг-нитных полей в точке резонанса. Это принципиальный результат проведенного анализа.

Для другой моды колебаний вводя функцию $D(\xi) = H(\xi) + i \gamma E(\xi)$ из (1) получаем уравнение с сингулярностью

$$\nabla_\xi^2 D - (\nabla_\xi D) / \xi - D \cdot \sin^2 \theta = 0. \tag{7}$$

Как видим, в уравнение (7) параметр γ не входит и, следовательно, поведение $D(\xi)$ в слое плазменного резонанса вполне аналогично описанному в [9-11] для некиральной плазмы.

Отметим также, что система уравнений (1) после исключения компоненты магнитного поля $H(\xi)$ может быть переписана для функций $D(\xi)$ и $E(\xi)$

$$\nabla_\xi^2 E + [\,4\,\gamma^2 - \sin^2\theta - (\,\xi / \rho\,)\,]\,E = -\,2\,i\,\gamma\,D, \tag{8}$$

$$\xi\,\nabla_\xi\,(\,\nabla_\xi D / \xi\,) - [\,\sin^2\theta + (\,\xi / \rho\,)\,]\,D = -\,2\,i\,\gamma\,(\,\xi\,/\,\rho\,)\,E.$$

Система уравнений (8) более удобна для проведения численных расчетов структуры полей гибридных мод колебаний неоднородной киральной плазмы. При этом справа (в области непрозрачности плазмы $\xi > 0$, где $\varepsilon < \varepsilon_t < 0$) ставится условие экспоненциального затухания волновых полей, а слева – на границе плазма-вакуум $\xi = -\rho$ производится сшивка с заданным вакуумным решением, которое определяется поляризацией падающей электромагнитной волны. Затем в результате численных расчетов системы уравнений (8) находятся коэффициенты отражения и поглощения (по потоку энергии) падающей на плазму электромагнитной волны.

Заключение

Результаты проведенного выше анализа можно суммировать следующим образом.

Рассмотрено взаимодействие электромагнитных волн со слабонеод-нородной изотропной киральной плазмой. Распространение волн в киральной плоскослоистой стратифицированной плазме описывается системой из двух связанных дифференциальных уравнений второго порядка, коэффициенты которой сингулярны в точке плазменного резонанса.

В неоднородной киральной плазме нормальными модами колебаний являются гибридные волны, представляющие собой суперпозицию ТЕ и ТМ волн, связь между которыми пропорциональна киральности.

Киральность влияет на взаимное расположение точек плазменного резонанса, отражения и трансформации волн. Для быстрой моды, распространяющейся наклонно к направлению неоднородности, отражение всегда происходит в области $\varepsilon > 0$, в то время как медленная мода при малых углах падения может распространяться в закритическую плазму, где $\varepsilon < 0$. Точка трансформации волн всегда расположена в закритической плазме.

Получены асимптотики полей в резонансном слое. Показано, что в области плазменного резонанса поле медленной моды вполне регулярно. Эта мода распространяется через слой резонанса киральной плазмы без отражения, поглощения и трансформации в быструю моду.

Для быстрой гибридной моды характер особенности не зависит от коэффициента киральности, но компоненты магнитного поля $H_z(\xi)$, $H_x(\xi)$ в точке резонанса имеют особенность.

Литература:

1. Cheng D.K., Kong J.A. // J.Appl.Phys. 1968. V.39. P.5792.
2. Jaggard D.L., Mickelson A.R., Papas A.R. // Appl.Phys. 1979. V.18. P.211
3. Silverman M.P. // J.Opt.Soc.Amer. 1986. V.A3. P.830.
4. Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. // J.Opt.Soc.Amer. 1988. VA5. P.175.
5. Pelet R., Engheta N. // J.Appl.Phys. 1990. V.67. P.2742.
6. Eftimiu C., Pearson L.W. // Radio Science. 1989. V.24. P.351.
7. Bassiri S. In : Recent Advances in Electromagnetic Theory. Ed. by Kritikos H.N. & Jaggard D.L. Springer-Verlag. N.Y. 1990. P.1.
8. Erokhin N.S., Moiseev S.S. On the Mode Conversion in Weakly Inhomogeneous Chiral Plasma. - Preprint IKI RAS, Pr-1948, 1996, - 19 p.

9. Железняков В.В., Злотник Е.Я. // Известия Вузов, серия Радиофизика. 1962. Т.5, с. 644; Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука. 1977.
10. Пилия А.Д. // ЖТФ, 1966. Т.36. No 5. С.818.
11. Kopesky V., Preinhaelter J. Linear Mode Conversion in an Inhomogeneous Magnetized Plazma. Publishing House of of the ChochoslovakAcademy of Sciences, Prague, 1983. 39 P
12. Mjolhus E.// Radio Science, 1990. V.25. P.1321