

Некогерентное рассеяние электромагнитных волн в пылевой плазме

В.В. Ярошенко.

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины,
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 13 ноября 1996 г., после переработки 24 марта 1997 г.

Рассмотрены специфические особенности рассеяния электромагнитных волн на флуктуациях электронной плотности в пылевой плазме. Показано, что существование слабозатухающих пылеакустических колебаний приводит к появлению добавочного максимума в спектральном распределении рассеянного излучения. Обсуждаются некоторые возможности определения параметров пыли из экспериментов по некогерентному рассеянию радиоволн пылевой космической плазмы.

Розглянуто специфічні особливості розсіювання електромагнітних хвиль на флуктуаціях електронної густини в пильовій плазмі. Показано, що існування слабозатухаючих пиле-акустичних коливань призводить до виникнення додаткових максимумів в спектральному розподілі розсіяного випромінювання. Обговорюються деякі можливі експерименти по розсіянню радіохвиль пильовою космічною плазмою.

При распространении электромагнитных волн в плазме за счет тепловых флуктуаций появляются рассеянные волны с частотами и волновыми векторами, отличными от частоты и волнового вектора падающей волны. Наиболее важный и интересный вопрос с точки зрения возможных практических приложений - это рассеяние на флуктуациях электронной плотности с малым изменением частоты (некогерентное рассеяние электромагнитных волн). В спектре флуктуаций плотности имеются максимумы на частотах, соответствующих собственным колебаниям плазмы. С другой стороны, спектр некогерентно рассеянного сигнала повторяет зависимость спектрального распределения плотности электронов. Таким образом, экспериментальное определение спектров некогерентного рассеяния служит источником сведений о параметрах, характеризующих состояние плазмы. В частности, в ионосферных исследованиях по спектрам рассеянного сигнала определяется высотное распределение электронной концентрации, температура и состав ионов на больших высотах.

Пылевая плазма характеризуется более разнообразным спектром собственных волн, чем обычная электронно-ионная плазма. Это обстоятельство должно проявить себя в спектрах рассеянных электромагнитных волн. В данной статье мы рассмотрим специфические особенности некогерентного рассеяния в пылевой космической плазме и обсудим некоторые возможности его практического использования.

1. Спектр низкочастотных волн в пылевой плазме

Пылевые частицы почти повсеместно присутствуют в космической плазме. Пылинки, как пра-

вило, несут на себе электрический заряд за счет столкновений с электронами и ионами плазмы. Если концентрация пыли достаточно велика, и заряженные пылинки наряду с электронами и ионами плазмы участвуют в коллективных процессах, то такая плазма носит название пылевой.

На первый взгляд может показаться, что нет принципиального различия между пылевой и обычной многокомпонентной плазмой с различными сортами ионов. Однако это не совсем так, пылевая плазма обладает рядом специфических особенностей, которые, вследствие больших масс пылинок, проявляются особенно ярко в области низких частот [1].

Рассмотрим простейшую трехкомпонентную модель пылевой плазмы - совокупность электронов (e), ионов (i) и пылинок одного сорта (d). Будем считать, что все частицы имеют максвелловское распределение по скоростям, но характеризуются различными температурами $T_e \neq T_i \neq T_d$. Продольная диэлектрическая проницаемость такой среды $\epsilon(\omega, k)$ выражается той же формулой, что и диэлектрическая проницаемость обычной плазмы

$$\epsilon(\omega, k) = 1 + \sum_{\alpha} \frac{1}{k^2 \lambda_{D\alpha}^2} \times [1 - \varphi(z_{\alpha}) + i\sqrt{\pi} z_{\alpha} \exp(-z_{\alpha}^2)], \quad (1)$$

однако суммирование по α в (1) включает не только микрочастицы ($\alpha = e, i$), но и пылинки ($\alpha = d$). В (1) приняты обычные обозначения:

$\lambda_{D\alpha} = V_{T\alpha} / \omega_{p\alpha}$ - дебаевский радиус, $V_{T\alpha} = T_{\alpha} / m_{\alpha}$ - тепловая скорость, $\omega_{p\alpha} = (4\pi q_{\alpha}^2 n_{0\alpha} / m_{\alpha})^{1/2}$ - плазменная частота частиц сорта α (q_{α}, m_{α} и $n_{0\alpha}$ - их заряд, масса и невозмущенная плотность); $z_{\alpha} = \omega / \sqrt{2kV_{T\alpha}}$ - безразмерная частота, а

$$\Phi(z_{\alpha}) = 2z_{\alpha} \exp(-z_{\alpha}^2) \int_0^{z_{\alpha}} \exp(x^2) dx.$$

В обычной электронно-ионной плазме к низкочастотным колебаниям относятся ионно-звуковые волны, спектр которых при условии

$$k\lambda_{De} \ll 1 \text{ определяется простой формулой}$$

$$\omega_i = kV_i = k\sqrt{T_e/m_i}. \quad (2)$$

Эти волны могут существовать лишь в сильно неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$), в противном случае они затухают в силу бесстолкновительного затухания Ландау.

В пылевой плазме ионно-звуковым волнам соответствует частота

$$\omega_i = kV_i = k\sqrt{\gamma T_e/m_i}. \quad (3)$$

Появление в (3) множителя $\gamma = q_i^2 n_{0i} / q_e^2 n_{0e}$ обусловлено тем, что условие квазинейтральности плазмы формулируется с учетом зарядов всех частиц, включая и пылинки, т.е.

$$\sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{0\alpha} = 0. \quad (4)$$

Если, как это часто бывает в космических условиях, пылинки заряжены отрицательно, то n_{0i} может значительно превосходить n_{0e} . Поэтому V_i , определяемое по формуле (3), намного превосходит фазовую скорость ионно-акустической волны в обычной плазме (2). В результате ионно-акустическая волна в пылевой плазме становится слабо затухающей даже при $T_e \sim T_i$ [2].

Наряду с ионным звуком в пылевой плазме появляется новая ветвь низкочастотных колебаний, которые могут быть названы пылеакустическими волнами [1,3]. Их собственная частота определяется температурой ионов и массой пылинок

$$\omega_d = kV_d = k\sqrt{\beta T_i/m_d}, \quad (5)$$

где коэффициент $\beta = q_d^2 n_{0d} / q_i^2 n_{0i}$. По аналогии с ионным звуком условие распространения пылеакустических волн формулируется в виде $\beta T_i / T_d \gg 1$.

Как будет показано ниже, наличие пылеакустических колебаний в пылевой плазме накладывает отпечаток на спектр флуктуаций плотности электронов плазмы, а следовательно, и на спектр рассеянных электромагнитных волн.

2. Флуктуации электронной плотности в пылевой плазме

Рассмотрим флуктуации плотности электронов, так как именно они обуславливают рассеяние электромагнитных волн. Поскольку флуктуации различных величин в плазме определяются ее диэлектрической проницаемостью, мы можем воспользоваться общими соотношениями, полученными в теории флуктуаций обычной электронно-ионной плазмы, учтя в них конкретный вид $\epsilon(\omega, k)$ для пылевой среды. Будем исходить, в частности, из формулы для спектрального распределения флуктуаций плотности тока частиц определенного сорта, учитывающей коллективные взаимодействия частиц плазмы [4,5]:

$$\langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}} = \frac{1}{|\epsilon(\omega, k)|^2} \times \left[1 + \sum_{\beta \neq \alpha} \chi_{\beta} \left| \langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)} + |\chi_{\alpha}|^2 \sum_{\beta \neq \alpha} \langle j_{\beta}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)} \right] \quad (6)$$

Здесь χ_{α} - парциальные составляющие электрической восприимчивости плазмы, связанные с $\epsilon(\omega, k)$ соотношением

$$\epsilon(\omega, k) = 1 + \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\omega, k), \text{ а } \langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)} - \text{ спектр флуктуаций плотности тока частиц сорта } \alpha \text{ в отсутствие взаимодействия между частицами.}$$

Для максвелловской плазмы величины $\langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)}$ выражаются через мнимые части парциальных восприимчивостей плазмы и температур различных компонент [4]

$$\langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)} = \frac{T_{\alpha} \omega}{2\pi} \text{Im } \chi_{\alpha}(\omega, k). \quad (7)$$

Спектральное распределение флуктуаций плотности частиц $\langle \delta n_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}$ связано с $\langle j_{\alpha}^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)}$ уравнением непрерывности

$$\langle \delta n_a^2 \rangle_{\omega, \vec{k}} = \frac{k^2}{q_a^2 \omega^2} \langle j_a^2 \rangle_{\omega, \vec{k}}^{(0)} \quad (8)$$

С помощью соотношений (6)-(8) получим спектр флуктуаций электронной плотности пылевой плазмы

$$\langle \delta n_e^2 \rangle_{\omega, \vec{k}} = \frac{2k^2 \lambda_{De}^2 n_{0e}}{\omega |\varepsilon(\omega, k)|^2} \left[|1 + \chi_i + \chi_d|^2 \text{Im} \chi_e + |\chi_e|^2 \left(\frac{T_i}{T_e} \text{Im} \chi_i + \frac{T_d}{T_e} \text{Im} \chi_d \right) \right] \quad (9)$$

При $k\lambda_{De} \ll 1$ проявляются коллективные свойства, связанные с самосогласованным взаимодействием микрочастиц и пылинок в плазме, и вид спектра флуктуаций плотности электронов (9) характеризуется резкими максимумами вблизи собственных частот плазмы, для которых $\varepsilon(\omega, k) = 0$. Это иллюстрирует рис. 1, на котором показан ход зависимости $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\omega, \vec{k}} / n_{0e}$ от безразмерной частоты ω / kV_{Te} в случае $k\lambda_{De} \ll 1$. Три максимума в спектре флуктуаций соответствуют трем областям прозрачности пылевой плазмы. Самый низкочастотный пик ($kV_{Td} \ll \omega \ll kV_{Ti}$) соответствует пылеакустическим частотам (5), затем следует более высокочастотный ($kV_{Ti} \ll \omega \ll kV_{Te}$) максимум на

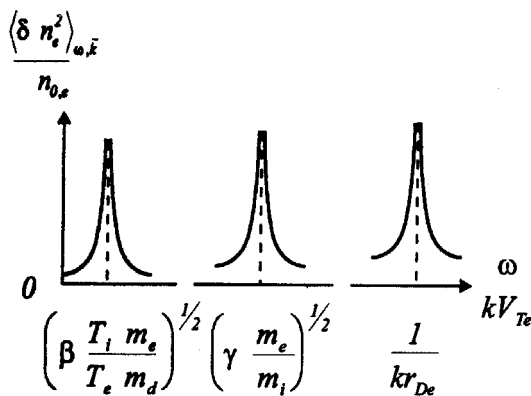


Рис. 1. Спектральное распределение флуктуаций электронной плотности в неизотермической пылевой плазме при $\beta, \gamma \geq 10$

частоте ионного звука (3). Наконец, третий, самый высокочастотный ($\omega \gg kV_{Te}$) пик флуктуаций плотности наблюдается на ленгмюровской частоте электронов $\omega = \omega_{pe}$. Схематические графики на рис. 1 построены в предположении, что вблизи собственных частот колебаний плазмы флуктуации неограниченно возрастают. Однако реально флуктуации конечны в силу затухания Ландау. При этом резонансные пики имеют не только конечную амплитуду, но и ширину. С ростом затухания соб-

ственных волн уменьшается амплитуда резонансных флуктуаций и наблюдается уширение резонанса [4]. Так, параметры ионно-звукового максимума определяются степенью неизотермичности плазмы (отношением T_e/T_i) и значением параметра $\gamma = q_i^2 n_{0i} / q_e^2 n_{0e}$, которое обычно при отрицательном заряде пылинок превышает 1, что способствует сохранению ионно-звукового максимума в спектре флуктуаций плотности электронов даже при $T_e/T_i \sim 1$.

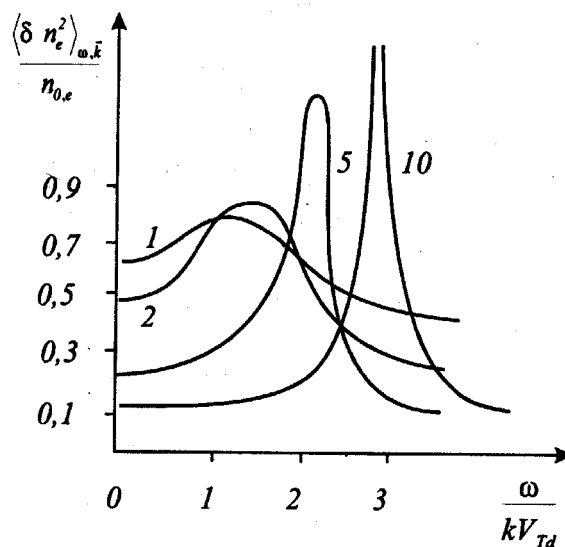


Рис. 2. Спектральное распределение флуктуаций электронной плотности в области пылеакустических колебаний при $\gamma T_e/T_i \sim 1$, а $\beta T_i/T_d \sim 1, 2, 5, 10$

Что касается высоты и ширины пылезвукового пика, то они зависят от параметра β и отношения температур T_i/T_d . Чем больше отличается величина $\beta T_i/T_d$ от 1, тем ярче выражен пылезвуковой пик в спектре флуктуаций $\langle \delta n_e^2 \rangle$ (рис. 2). При $\beta T_i/T_d \sim 1$ (сильное затухание пылезвуковых волн) пылезвуковой максимум себя не проявляет, подобно тому, как в обычной плазме исчезает ионно-звуковой пик при $T_e/T_i \sim 1$ [4,5].

В заключение заметим, что амплитуды и ширины ионно-звукового и пылезвукового пиков в

спектре флуктуаций определяются практически независимыми друг от друга величинами.

3. Рассеяние на пылеакустических волнах.

В этом разделе мы рассмотрим рассеяние электромагнитных волн в пылевой плазме. Этот процесс может иметь самостоятельное практическое значение для изучения пылевой космической плазмы.

Пусть в пылевой плазме распространяется электромагнитная волна с частотой $\omega_0 \gg \omega_{pe}$ и волновым вектором \vec{k}_0 . Обозначим ω и \vec{k} частоту и волновой вектор рассеянной волны, а $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ - изменение частоты и $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0$ - изменение волнового вектора.

Для характеристики рассеивающих свойств среды обычно вводят понятие дифференциального сечения рассеяния, определяемого как отношение интенсивности рассеянных волн (в интервале частот $d\omega$ в элементе телесного угла $d\omega$) к потоку падающей на рассеивающий объем энергии. При рассеянии с малым изменением частоты $\Delta\omega \ll \omega_0$ (некогерентное рассеяние) дифференциальное сечение рассеяния имеет вид [4,5]

$$d\sigma = \frac{3\sigma_T}{32\pi^2} (1 + \cos^2\theta) \langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}} d\omega d\omega. \quad (10)$$

Здесь $\sigma_T = 8\pi/3 (q_e^2 / (m_e c^2))^2$ - томсоновское сечение рассеяния электромагнитных волн на свободном электроне, θ - угол рассеяния. При этом $k \approx k_0$ и для вектора \vec{q} имеем $q \approx 2k_0 \sin(\theta/2)$.

Подставляя в (10) выражение для спектрального распределения флуктуаций плотности электронов (9), получим очень громоздкую формулу, которая не может быть аналитически исследована в общем случае. Поэтому проведем анализ только для наиболее интересных предельных случаев, отметив предварительно, что, хотя рассеяние происходит на электронах плазмы, но в силу зависимости $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}}$ от характеристик ионной и пылевой компонент, от них оказывается зависящим и характер рассеяния. Проанализируем спектральное распределение рассеянного сигнала для различных частотных интервалов, ограничиваясь, как и раньше, случаем больших длин волн $q\lambda_{De} \ll 1$.

В области очень низких частот при $\Delta\omega \ll qV_d$ (т.е. вблизи ω_0) основной вклад в интенсивность рассеянных волн вносят самые тяжелые частицы плазмы, и сечение рассеяния $d\sigma$ определяется, в основном, вкладом пылинок в $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\Delta\omega, \vec{q}}$ (поляризационными облаками заряженных пылевых частиц). В результате получаем

$$d\sigma = 3n_{oe} \frac{\sigma_T}{(8\pi)^{3/2}} \frac{1}{qV_{Td}} \left\{ 1 + \frac{T_d}{\beta T_i} \left(\frac{m_i T_d}{m_d T_i} \right)^{1/2} + \frac{1}{\beta^2} \left(1 + \beta \frac{T_i}{T_d} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{m_e T_d}{m_d T_e} \right) \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^3 \right]^{1/2} \right\} \left[1 + \gamma \frac{T_e}{T_i} \left(1 + \beta \frac{T_i}{T_d} \right) \right]^{-2} (1 + \cos^2\theta) d\omega d\omega. \quad (11)$$

В обычной электронно-ионной плазме характер рассеяния вблизи центральной частоты ω_0 определяется степенью неизотермичности плазмы T_e/T_i . В пылевой плазме ситуация несколько меняется, и поведение $d\sigma$ при малом изменении частоты зависит не только от отношения T_e/T_i , но и от значений параметров γ и β . При $\gamma \gg 1$ или $\beta \gg 1$ даже в изотермической плазме ($T_e \sim T_i \sim T_d$) сечение рассеяния вблизи ω_0 может быть во много раз меньше, чем в случаях $\gamma \sim 1$ или $\beta \sim 1$.

Несколько дальше от ω_0 , где начинает выполняться условие $qV_{Td} \ll \Delta\omega \ll qV_{Ti}$, в пылевой плазме при $\beta \frac{T_i}{T_d} \gg 1$ сечение рассеяния (10) имеет резкие максимумы вблизи собственных пылеакустических частот $\Delta\omega = \pm qV_d$. Если при этом и $\gamma \frac{T_e}{T_i} \gg 1$, то вблизи ионно-звуковых частот ($\Delta\omega = \pm qV_i$) возникают еще два пика, характеризующиеся своей высотой и шириной. В области $\Delta\omega \gg qV_{Te}$, $d\sigma$ имеет максимумы, связанные с рассеянием электромагнитных волн на продоль-

ных электронных колебаниях. Таким образом, общий характер спектра рассеянного сигнала (10) повторяет зависимость спектрального распределения флуктуаций плотности электронов (9) от безразмерной частоты $\Delta\omega/qV_{Te}$ и описывается графиками, аналогичными представленным на рис. 1 и рис. 2 (для получения полной картины рассеяния графики рис. 1 и рис. 2 следует зеркально отобразить относительно начала координат - центральной частоты ω_0).

В обычной плазме спектральное распределение рассеянного излучения при $q\lambda_{De} \ll 1$ существенно зависит от отношения T_e/T_i . В частности, T_e/T_i определяет спектр в области ионно-звуковых частот. Это обстоятельство используется для определения температур T_e , T_i и ионного состава в экспериментах по рассеянию радиоволн на флуктуациях электронной плотности в верхних слоях ионосферы.

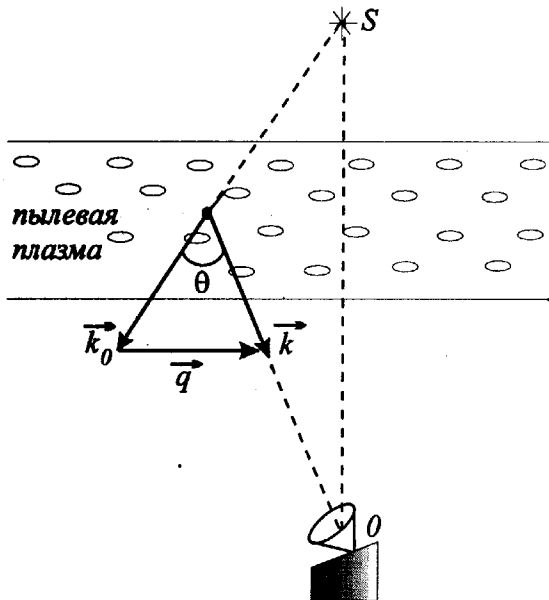


Рис. 3. Геометрия эксперимента

Естественно возникает вопрос, какие параметры пылевой космической плазмы удастся определить, если будет зарегистрировано рассеяние радиоволн на пылевом звуке? Вообще говоря, измеряя смещение частоты $\pm\Delta\omega_d = qV_d$ пылеакустического пика относительно исходной частоты ω_0 , зная q , а также задаваясь определенными моделями, можно оценить такие параметры, как заряд пылинок, их плотность, отношение T_i/T_d (см. формулу (3)).

Схема эксперимента аналогична методу некогерентного рассеяния в ионосфере. Однако в отличие от обычной радиолокационной ситуации, когда волновые векторы падающего на плазму и рассеянного ею излучения имеют почти противоположное направление ($\theta \approx \pi$), в данном случае может оказаться целесообразным наблюдать рассеяние под малыми углами $\theta \ll 1$ (рис. 3). Так обстоит дело при изучении очень удаленных космических объектов, таких, например, как облака межзвездной пыли, когда нельзя реализовать радиолокационный вариант. Тогда в качестве источников электромагнитного излучения можно использовать не только искусственные, но и источники естественного происхождения.

Если $q^2\lambda_{De}^2 \ll 1$ (т.е. $4k_0^2\lambda_{De}^2 \ll 1$ при обратном рассеянии или $k_0^2\theta^2\lambda_{De}^2 \ll 1$ при рассеянии вперед), а параметры пылевой плазмы таковы, что $\beta T_i/T_d \gg 1$, то пыле-акустический максимум должен наблюдаться в спектре рассеянного излучения на частоте $\Delta\omega_d = qV_d$. Зная геометрию эксперимента, легко определить V_d и далее параметры пыли. Численные оценки скорости пылевого звука V_d в облаках межзвездной и межпланетной пыли, и пылевой плазме колец планет-гигантов по порядку величины составляют $\sim 10-10^2$ м/с [6]. При разумных предположениях о величине $q \leq \lambda_{De}^{-1}$ (дебаевский радиус в межпланетной и межзвездной плазме обычно не превышает нескольких метров) следует ожидать, что смещение частоты, соответствующее пылезвуковому максимуму, будет порядка $\Delta\omega_d \sim 10-10^2 c^{-1}$. Главная трудность в разрешении таких малых величин состоит в некогерентности самого источника излучения (если речь идет о естественных источниках). Действительно, даже космические мазеры с полосой $\Delta\omega_d \sim 10^5-10^6 c^{-1}$ оказываются слишком широкополосными $\Delta\omega \gg \Delta\omega_d$ для предложенной схемы [7]. Заметим, что в эксперименте можно использовать, в принципе, и широкополосный источник, сравнивая сигнал, модулированный пылевым звуком, т.е. рассеянный под углом θ , с прямым сигналом, который считается опорным в схеме сравнения. Больше возможностей, однако, представит применение метода некогерентного рассеяния для диагностики пылевых образований в земной магнитосфере. В этом случае можно рассчитывать на использование искусственных источников электромагнитного излучения,

обладающих высокой степенью монохроматичности, что позволит разрешать величины

$$\Delta\omega_d \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}.$$

В рамках данной статьи мы не обсуждали вопрос о технических деталях и возможностях аппаратуры, а лишь показали принципиальную возможность определения параметров пыли по спектрам рассеянного пылевой плазмой излучения. Поскольку в настоящее время не все основные параметры пылевой компоненты в космосе удается определить из экспериментов (см., например, обзор [8], из которого следует, что труднее всего определяется заряд пылевых частиц), тем важнее становится роль всякого нового эксперимента в исследованиях свойств пылевых образований.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность профессору П.В. Блюху за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Блюх П.В., Ярошенко В.В. Физ. плазмы. 1996, т.22, №5, с. 452.
2. Mendis D.A., Rosenberg M. Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1994, v.32. №4. p. 2.
3. Shukla P.K., Silin V.P. Physica Scripta. 1992, v. 45, p.508.

4. Ситенко А.Г. Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. Киев, Наукова думка, 1977, 230 с.
5. Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. Москва, Наука, 1984, 397 с.
6. Bliokh P.V., Sinitsin V.G., Yaroshenko V.V. Dusty and Self-Gravitational Plasmas in Space. Dordrecht, Kluwer Acad. Publ. 1995, 250 p.
7. Эвретт Ю. На переднем крае астрофизики. Москва, Мир, 1979, 243 с.
8. Вошинников Н.В. Межзвездная пыль. Итоги науки и техники. Сер. Исслед. космич. простр. 1986, т. 25. с. 98.

Incoherent Scattering of Electromagnetic Waves in Dusty Plasma

Victoria V. Yaroshenko

The specific peculiarities of the incoherent scattering of electromagnetic waves due to electron density fluctuations in dusty plasma are considered. It is shown that the existence of the weakly decaying dust-acoustic mode results in the appearance of two additional maxima in the scattering spectrum. Some possibilities of the determination of dusty plasma parameters from the wave scattering experiments in space are discussed.