

УДК: 52-64

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПАДАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПЛАЗМЕННЫЕ

Р.ДЛОМАДЗЕ

Поступила 10 марта 1999

Принята к печати 20 апреля 1999

Составлена система уравнений, описывающая трехплазмонные распады высокочастотного излучения в неизотермической плазме без магнитного поля при изотропных распределениях взаимодействующих волн.

Распад электромагнитных (l) волн на электромагнитные и ленгмюровские (l) волны как механизм переноса интенсивного излучения в плазме (изотропной) исследовался в [1-3] (см. также [4]). В случае неизотермической среды, однако, рассмотрение распадного переноса излучения должно, очевидно, охватывать и эффекты с участием ионно-звуковых (s) волн.

Если частота излучения ω много больше электронной плазменной частоты ω_{pe} , то в дополнение к распаду l на l и l волны из трехплазмонных взаимодействий следует учитывать также распад электромагнитных волн на электромагнитные и ионно-звуковые волны, а также двухступенчатый процесс, когда после распада l на l и l образовавшиеся ленгмюровские волны распадаются на ленгмюровские и ионно-звуковые волны.

Каждое из названных нелинейных явлений описывается системой кинетических уравнений для фазовых плотностей чисел квантов N взаимодействующих волн [5]:

$$\frac{dN_{\bar{k}}}{dt} = \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial N_{\bar{k}}}{\partial \bar{r}} = \int \frac{d\bar{k}_1 d\bar{k}_2}{(2\pi)^6} w(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}) (N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_2} + N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}} - N_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}}), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\bar{k}_1}}{dt} = \frac{\partial N_{\bar{k}_1}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial N_{\bar{k}_1}}{\partial \bar{r}} = \int \frac{d\bar{k}_2 d\bar{k}}{(2\pi)^6} [& -w(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}) \times \\ & \times (N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_2} + N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}} - N_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}}) + w(\bar{k}_2, \bar{k}_1, \bar{k}) (N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}_2} - N_{\bar{k}_1} N_{\bar{k}} + N_{\bar{k}_2} N_{\bar{k}})] \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь \bar{k}_1 , \bar{k}_2 и \bar{k} - волновые векторы распадающейся волны (до и после акта распада) и излучаемой волны (другого типа), \bar{V} и \bar{v} - групповые скорости излучающей и излучаемой волн, w - дифференциальная вероятность распада в

единицу времени, и интегрирование подразумевается по всем возможным волновым векторам. Первая тройка слагаемых в правой части (2) описывает изменение $N_{\bar{k}_1}$ при испускании, а вторая тройка - при поглощении волной \bar{k}_1 волны \bar{k} с переходом первой в волну \bar{k}_2 (слияние волн). Вероятность слияния равна вероятности распада волны \bar{k}_2 на волны \bar{k}_1 и \bar{k} . В (1) как испускание, так и поглощение учитываются одними и теми же слагаемыми автоматически. Уравнения выписаны в пренебрежении спонтанным эффектом.

Используя явные выражения для вероятностей w в плазме без внешнего магнитного поля [5], переходим в (1) и (2) от чисел квантов к спектральным плотностям энергии электромагнитного излучения и плазменной турбулентности в предположении об их изотропности по направлениям волновых векторов

$$W_{\omega} = \frac{\hbar \omega^2}{\pi^2 c^3} \sqrt{\omega^2 - \omega_{pe}^2} N'_{\bar{k}_1}, \quad W'_{k'} = \frac{\hbar (k')^2 \Omega'}{2\pi^2} N'_{\bar{k}'}, \quad W^s_{k^s} = \frac{\hbar (k^s)^2 \Omega^s}{2\pi^2} N^s_{\bar{k}^s}$$

(Ω' и Ω^s - частоты ленгмюровских и ионно-звуковых волн) при $\omega \gg \omega_{pe}$.

Сделанные допущения упрощают рассмотрение, оставляя в то же время достаточно широкое поле для астрофизических приложений.

Принимаем $\Omega' = \omega_{pe}$, а для s -волн - также приближенный закон дисперсии:

$$k^s \leq \frac{\omega_{pe}}{v_e}, \quad \Omega^s = v_s k^s,$$

$$\frac{\omega_{pe}}{v_e} < k^s \leq \frac{\omega_{pi}}{3v_i}, \quad \Omega^s = \omega_{pi}$$

(v_e и v_i - тепловые скорости электронов и ионов, v_s - скорость звука, ω_{pi} - ионная плазменная частота).

Описание преобразований содержится в работах [6,7].

Из уравнения (1) для излучаемых плазменных волн при распадах электромагнитных волн на электромагнитные и ленгмюровские и на электромагнитные и ионно-звуковые волны соответственно получаем:

$$\begin{aligned} \frac{dW'_{k'}}{dt} = & \frac{\pi c^2 \omega_{pe}^2 (k')^3}{32 m_e n_e} \int_{\omega_{min},j}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^6} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^4 \right] W_{\omega}^2 + \\ & + \frac{\pi \omega_{pe}^4 k'}{16 c m_e n_e} \int_{\omega_{min},j}^{\infty} d\omega \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^4 \right] \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right) W'_{k'}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW^s_{k^s}}{dt} = & \frac{\pi c^2 \omega_{pe}^6 (\Omega^s)^4}{32 m_e n_e \omega_{pi}^2 v_e^4 k^s} \int_{\omega_{min},j}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^6} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{\omega}^2 + \\ & + \frac{\pi \omega_{pe}^4 (\Omega^s)^4}{16 c m_e n_e \omega_{pi}^2 v_e^4 (k^s)^3} \int_{\omega_{min},j}^{\infty} d\omega \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right) W^s_{k^s}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\omega_{\min,l} = \frac{\omega_{pe}}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{c^2 (k')^2 \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{c^2 (k')^2} \right]^2}{\omega_{pe}^2 \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2 (k')^2} \right]}} \right],$$

$$\omega_{\min,s} = \frac{\Omega^s}{2} \left[1 + \frac{ck^s}{\Omega^s} \sqrt{1 + \frac{4\omega_{pe}^2}{c^2 (k^s)^2 - (\Omega^s)^2}} \right]$$

наименьшие частоты излучения, способного производить l - и s - волны с данными $k' \left(\geq \frac{\omega_{pe}}{c} \right)$ и k^s .

Первые слагаемые справа в (3) и (4), происходящие от первого слагаемого правой части (1), представляют собой спектральные мощности генерации плазменных волн электромагнитным излучением в единице объема. Для $k', k^s \gg \frac{\omega_{pe}}{c}$, $\omega_{\min,l} \approx \frac{ck'}{2}$, $\omega_{\min,s} \approx \frac{ck^s}{2}$ и при равных значениях волновых чисел вплоть до $\frac{\omega_{pe}}{3\nu_{Te}}$, пока возможно возбуждение плазменных пульсаций обоих типов, отношение мощностей распадной генерации s - и l - волн имеет порядок

$\frac{m_e}{m_i}$. Множители при $W_{k'}^l$ и $W_{k^s}^s$ в (3) и (4) - коэффициенты реабсорбции плазменных волн - записаны здесь в более компактной форме, нежели в [6,7].

Комбинируя преобразованные уравнения (2) для электромагнитных волн, распадающихся на электромагнитные и ленгмюровские и на электромагнитные

и ионно-звуковые волны, имеем для частот $\omega < \frac{c\omega_{pe}}{2\nu_{Te}}, \frac{c\omega_{pe}}{2\nu_{Te}} \ll \omega < \frac{c\omega_{pl}}{6\nu_{\eta}}$ и

$\omega \gg \frac{c\omega_{pl}}{6\nu_{\eta}}$ соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{\omega}}{dt} = & \frac{\pi\omega_{pe}^4\omega}{6c^2m_en_e} \frac{\partial}{\partial\omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega} \right)^2 + \\ & + \frac{\pi\omega_{pe}^4}{8cm_en_e\omega^4} \int_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{2\omega}{c}} dk' k' \left[12 \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^4 \right] W_{k'}^l \cdot W_{\omega} - \right. \\ & \left. - 6 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^2 + \frac{5}{24} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^4 \right] W_{k'}^l \cdot \omega \frac{\partial W_{\omega}}{\partial\omega} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck'}{\omega} \right)^4 \right] W_{k'}' \cdot \omega^2 \frac{\partial^2 W_{\omega}}{\partial \omega^2} \Bigg\} + \\
& + \left(\frac{m_e \omega_{pe}}{m_l \omega_{pl}} \right)^2 \frac{\pi \omega_{pe}^4}{8 c m_e n_e \omega^4} \int_0^{2\omega} dk^s k^s \left\{ 12 \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot W_{\omega} - \right. \\
& - 6 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{5}{24} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot \omega \frac{\partial W_{\omega}}{\partial \omega} + \\
& + \left. \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot \omega^2 \frac{\partial^2 W_{\omega}}{\partial \omega^2} \right\} + \tag{5} \\
& + \frac{\pi \omega_{pe}^4 \omega^2}{2 c^3 m_e n_e} \left[W_{k'}' \left(\frac{2\omega}{c} \right) + \left(\frac{m_e \omega_{pe}}{m_l \omega_{pl}} \right)^2 W_{k^s}^s \left(\frac{2\omega}{c} \right) \right] \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dW_{\omega}}{dt} &= \frac{\pi c^2 \omega_{pe}^8 \omega}{2^6 3^4 m_e n_e v_{Te}^4} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right)^2 + \\
& + \frac{\pi \omega_{pe}^4}{8 c m_e n_e} \left[\int_{\frac{\omega_{pe}}{c}}^{\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}} dk' k' W_{k'}' + \left(\frac{m_e \omega_{pe}}{m_l \omega_{pl}} \right)^2 \int_0^{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}} dk^s k^s W_{k^s}^s \right] \omega \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right) + \\
& + \frac{\pi \omega_{pe}^6 \omega_{pl}^2}{8 c m_e n_e v_{Te}^4 \omega^4} \int_{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}}^{\frac{2\omega}{c}} \frac{dk^s}{(k^s)^3} \left\{ 12 \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot W_{\omega} - \right. \\
& - 6 \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{5}{24} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot \omega \frac{\partial W_{\omega}}{\partial \omega} + \\
& + \left. \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{ck^s}{\omega} \right)^4 \right] W_{k^s}^s \cdot \omega^2 \frac{\partial^2 W_{\omega}}{\partial \omega^2} \right\} + \\
& + \frac{\pi c \omega_{pe}^6 \omega_{pl}^2}{32 m_e n_e v_{Te}^4 \omega^2} W_{k^s}^s \left(\frac{2\omega}{c} \right) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right), \tag{6}
\end{aligned}$$

$$\frac{dW_{\omega}}{dt} = \frac{\pi c^2 \omega^8 n_e}{2^6 3^4 m_e n_e v_{Te}^4} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right)^2 + \frac{\pi \omega^4}{8 c m_e n_e} \times$$

$$\times \left[\int_{\frac{\omega_{pe}}{3v_{Te}}}^{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}} dk' k' W_{k'}^l + \left(\frac{m_e \omega_{pe}}{m_i \omega_{pi}} \right)^2 \int_0^{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}} dk^s k^s W_{k^s}^s + \left(\frac{\omega_{pi}}{v_s} \right)^4 \int_{\frac{\omega_{pe}}{v_{Te}}}^{\frac{\omega_{pi}}{3v_{Te}}} \frac{dk^s}{(k^s)^3} W_{k^s}^s \right] \times$$

$$\times \omega \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left(\frac{W_{\omega}}{\omega^3} \right).$$
(7)

$(W_{k'}^l \left(\frac{2\omega}{c} \right))$ и $W_{k^s}^s \left(\frac{2\omega}{c} \right)$ - значения $W_{k'}^l$ и $W_{k^s}^s$ при волновых числах, равных $\frac{2\omega}{c}$.

Первые слагаемые справа в (5), (6) и (7), квадратичные по W_{ω} и происходящие от первых слагаемых в скобках правой части (2), описывают нелинейную спектральную перекачку энергии излучения только при распаде l на l и l волны, поскольку аналогичное слагаемое для распада l на l и s волны имеет относительный порядок $\frac{m_e}{m_i}$, и им следует пренебречь. Остальные члены уравнений (5), (6) и (7), содержащие $W_{k'}^l$ и $W_{k^s}^s$, описывают диффузионное рассеяние электромагнитных волн на плазменных колебаниях.

Вместе с аналогичными уравнениями для распада ленгмюровской волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую волны (см. [7], часть 3) (3)-(7) представляют полную картину трехплазмонных взаимодействий высокочастотного излучения.

Объектами приложений видятся, в первую очередь, активные звезды, такие как Т Тау, а также вспыхивающие типа UV Ceti и т.п. Отвлекаясь от распадной генерации плазменной турбулентности мощным излучением, отметим, что ее возбуждение во внешних частях названных звезд является неизбежным следствием формирования во вспышечных процессах потоков заряженных частиц.

В случае звезд типа Т Тау высокая частота вспышек и масштаб энерговыделения позволяют рассматривать накачку энергии этими пучками в плазменные колебания как квазиперманентную и ожидать наличия квазистационарной турбулентности высокого уровня в обширных пространственных областях. Оценки на этот счет содержатся в работе [8], где турбулентные электрические поля низко частотных (ионно-звуковых) волн предлагаются в качестве причины штарковских уширений бальмеровских линий и сдвига линий He I. Такое предположение объясняет ряд особенностей в наблюдаемых спектрах звезд Т Тау, в том числе быструю переменность водородных линий. Малость бальмеровских скачков приписывается действию тех же полей, а также рассеянию излучения на плазменной турбулентности.

EQUATIONS FOR TRANSFER OF RADIATION AT DECAYS OF ELECTROMAGNETIC WAVES INTO PLASMA WAVES

R.D.LOMADZE

System of equations describing three-plasmonic decays of high frequency radiation in nonisothermal plasma in the absence of magnetic field with isotropic distributions of interacting waves is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С.А.Каплан, Р.Д.Ломадзе*, Астрон. ж., **53**, 20, 1976.
2. *С.А.Каплан, Р.Д.Ломадзе*, Астрофизика, **13**, 287, 1977.
3. *R.D.Lomadze*, ESA SP-285, Vol. 1, 309, 1988.
4. *G.Reinisch, C.Montes*, Phys. Rev. A, **15**, 385, 1977.
5. *В.Н.Цытович*, Нелинейные эффекты в плазме, Наука, М., 1967.
6. *Р.Д.Ломадзе*, Астрофизика, **11**, 409, 1975.
7. *R.D.Lomadze*, Astron. Nachr. **316**, 2, 113, 1995.
8. *В.С.Айрапетян, А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **29**, 83, 1988.