

## ПЛАЗМЕННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В АСТРОФИЗИКЕ

С. А. Каплан, В. Н. Цытович

## ВВЕДЕНИЕ

Главной проблемой астрофизики является анализ спектров излучения небесных тел. Поэтому ее выделение в самостоятельную науку и дальнейшее развитие было самым тесным образом связано с успехами атомной физики, без которой немислима интерпретация оптических и отчасти радиоспектров. В свое время был очень распространен термин «астрофизика на основе теории атома».

Но в последние годы, особенно в связи с бурным развитием радиоастрономии, все большее значение в астрофизике приобретает новый раздел физики — исследование плазмы. Можно даже говорить и об «астрофизике на основе теории плазмы». Есть все основания ожидать, что некоторые задачи физики плазмы скорее найдут себе применение в астрофизике, чем в земных лабораториях. В самом деле, космическую плазму можно считать: более «чистой» (меньше влияние примеси нейтральных атомов), более однородной (пространственные масштабы неоднородностей на много порядков больше ларморовских радиусов и длин волн), более разнообразной по своим свойствам (например, часто имеется примесь надтепловых и даже релятивистских частиц) и т. д., чем «земная» плазма. Все это означает, что многие задачи физики плазмы, которые в земных условиях представляют в известной мере лишь теоретический интерес, в астрофизике могут найти и конкретное применение. В связи с этим мы хотели бы провести некоторую историческую аналогию. Ряд атомных явлений был сначала обнаружен в космических условиях и лишь потом, да и то не всегда, их изучение было продолжено в земных лабораториях (фраунгоферов спектр, запрещенные переходы «корония» и «небулия»).

И в теоретическом отношении некоторые задачи астрофизики представляли «земным» проблемам (уравнение ионизационного равновесия, уравнение переноса излучения). То же в определенной мере повторяется и в физике плазмы. Несмотря на большую роль плазмы в астрофизике, многие возможности, представляемые современной теорией плазмы, астрофизиками совершенно не используются. Вероятно, это связано с тем, что астрофизиков «отпугивают» громоздкие соотношения теоретических работ по плазме и часто неочевидная природа плазменных явлений. Чтобы облегчить астрофизикам знакомство с некоторыми вопросами теории плазмы, мы постараемся в настоящем обзоре изложить физические основы и привести удобные формулы для описания одного из наиболее важных (с точки зрения астрофизики) разделов современной физики плазмы. Есть много проблем физики плазмы, которые должны привлечь внимание астрофизиков, но для интерпретации спектров небесных тел, вероятно, важнее всего проблема конверсии плазменных волн в электромагнитные.

Радиоастрономические наблюдения показали, что в космических источниках действуют очень интенсивные механизмы излучения, которые далеко не всегда могут быть сведены к уже известным и простым механизмам тормозного излучения (электронно-ионные столкновения, циклотронный и синхротронный механизмы). С другой стороны, плазма вообще и космическая плазма в частности очень легко возбуждаются и приходят в турбулентное состояние. Плотность энергии плазменных турбулентных пульсаций может быть весьма велика, и ее конверсия в электромагнитные волны может служить мощным источником излучения в широком интервале частот. Этим плазменным механизмам излучения и посвящен настоящий обзор.

#### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ МЕХАНИЗМОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В силу той или иной неустойчивости (одним из наиболее известных механизмов является пучковая неустойчивость) в плазме могут возбуждаться плазменные волны различных видов: электронные (или ленгмюровские) с частотой, близкой к

$$\omega_{0e} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}, \quad (1,1)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов; электронные плазменные с частотой, близкой к гирочастоте

$$\omega_{He} = \frac{eH}{m_e c} \quad (1,2)$$

(где  $H$  — внешнее магнитное поле; для этого необходимо условие  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ ); ионные плазменные с частотой  $\omega_{0i} = \omega_{0e} (m_e/m_i)^{1/2}$ ; ионно-звуковые ( $\omega_s = kc_s$ ,  $c_s^2 = \frac{T_e}{m_i}$ ) с частотой, много меньшей  $\omega_{0i}$  (ионные волны могут быть возбуждены только в неизотермической плазме, когда электронная температура  $T_e$  много больше ионной  $T_i$  — по крайней мере в три раза); альвеновские и магнито-звуковые волны с частотой, меньшей  $\omega_{Hi} = \omega_{He} m_e/m_i$ ; свисты («вистлеры») с частотами  $\omega_{Hi} \gg \omega \ll \omega_{He}$ ; продольные ионные волны с частотой порядка  $\omega_{Hi}$ .

На рис. 1 суммированы результаты исследований спектров плазменных и электромагнитных волн в наиболее интересном для астрофизических приложений случае  $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$  (см. обзоры <sup>28-30</sup>).

В однородной плазме в линейном приближении эти волны, а также электромагнитное излучение являются так называемыми *нормальными* волнами, распространяются независимо друг от друга и не взаимодействуют между собой. Однако в нелинейном приближении (или в неоднородной среде) появляется взаимодействие и перекачка энергии как между волнами одного типа, но с разными волновыми числами, так и между волнами разных типов. Это означает, что если по той или иной причине в плазме будут возбуждены достаточно интенсивные волны хотя бы одного типа, взаимная перекачка энергии в конце концов может привести к излучению электромагнитных волн, покидающих плазму и наблюдаемых в виде очень мощного радиоизлучения. Особую роль в процессах излучения играют высокочастотные электронные колебания, однако и низкочастотные могут превращаться в излучение при наличии быстрых частиц (например, релятивистских).

Таким образом, подробный анализ плазменных механизмов излучения должен включать в себя как исследование возбуждения разных типов волн, так и трансформации (конверсии) плазменной турбулентности

в электромагнитные волны. Первую часть этой проблемы — возбуждение и установление спектра плазменной турбулентности — мы здесь рассматривать не будем. С одной стороны, для этого требуется более конкретная постановка задачи в том смысле, что при разных неустойчивостях по-разному возбуждается плазменная турбулентность. С другой стороны,

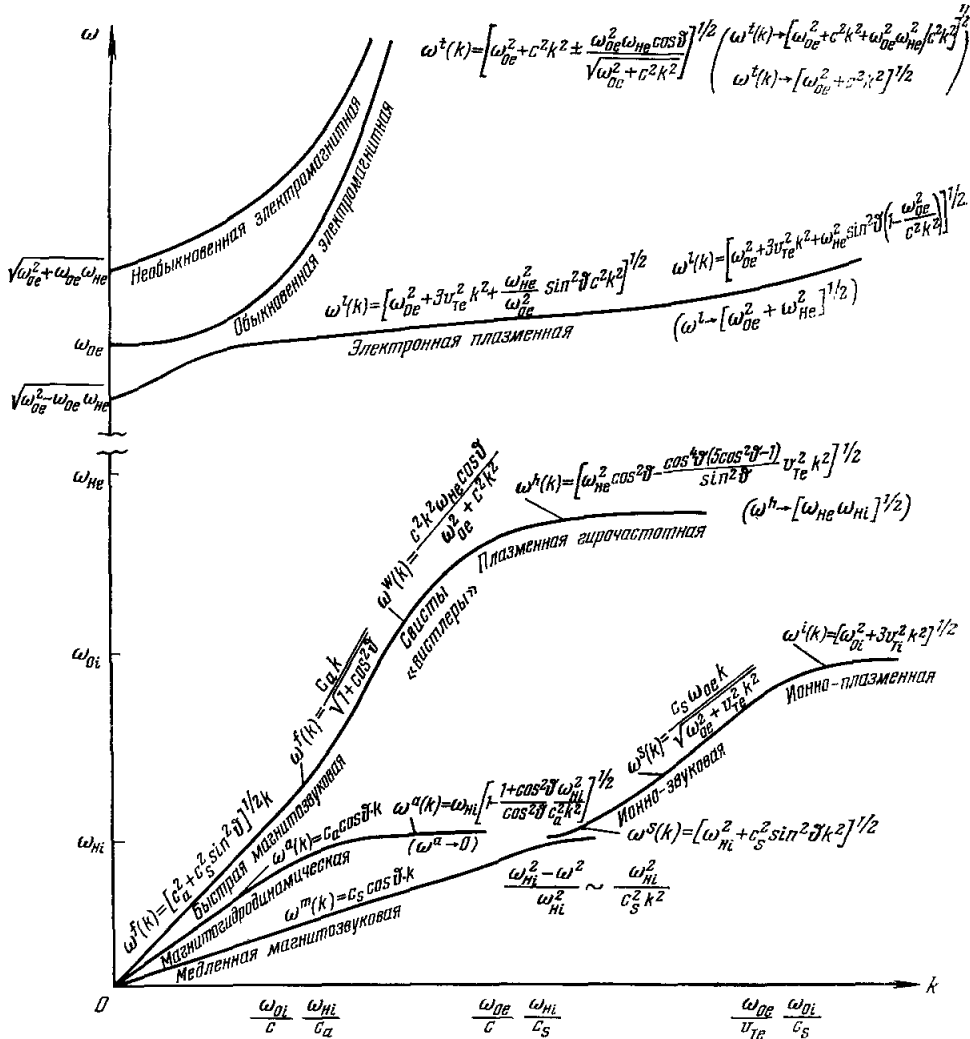


Рис. 1. Дисперсионные кривые волн плазменной турбулентности. Здесь  $\omega_{ne} \ll \omega_{pe}$ ,  $c_s \gg v_{Te}$ , в круглых скобках приведены спектры при  $\theta \rightarrow \pi/2$ ,  $\theta$  — угол между  $k$  и  $H$ .

многие свойства плазменной турбулентности зависят и от тех или иных конкретных свойств плазмы объекта. Пример такого конкретного расчета (с учетом конверсии) дан в работе<sup>1</sup>. Обсуждение проблем плазменной турбулентности можно найти в обзорах<sup>27, 28, 31, 32</sup>. Здесь мы будем считать, что в силу некоторых причин в данной плазме возбуждена турбулентность на разных видах плазменных волн и что плотность энергии плазменной турбулентности и ее распределение по спектру волновых чисел плазменных пульсаций заданы.

Плазменную турбулентность типа  $\alpha$  можно задавать либо фурье-компонентой  $\mathbf{E}_{\mathbf{k}, \omega}^{\alpha} = \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\alpha} \delta(\omega - \omega^{\alpha}(\mathbf{k})) + \mathbf{E}_{-\mathbf{k}}^{*\alpha} \delta(\omega + \omega^{\alpha}(-\mathbf{k}))$  электрического поля турбулентных пульсаций  $\mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\alpha}$ , определенной как

$$\mathbf{E}^{\alpha} = \int \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\alpha} e^{-i[\omega^{\alpha}(\mathbf{k}) - \mathbf{k}\mathbf{r}]} d\mathbf{k} = \int \mathbf{E}_{\mathbf{k}, \omega}^{\alpha} e^{-i[\omega^{\alpha}(\mathbf{k}) - \mathbf{k}\mathbf{r}]} d\mathbf{k} d\omega \quad (1,3)$$

(где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор плазменных пульсаций,  $\omega^{\alpha}(\mathbf{k})$  — дисперсионная кривая), либо плотностью числа квантов в единице фазового объема ( $\langle \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{*\alpha} \mathbf{E}_{\mathbf{k}'}^{\alpha} \rangle = |\mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\alpha}|^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ ):

$$N_{\mathbf{k}}^{\alpha} = \frac{2\pi^2 |L_{\mathbf{k}}^{\alpha}|^2}{\hbar \omega^{\alpha}(\mathbf{k})} \left[ \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha}) \right]_{\omega = \omega^{\alpha}(\mathbf{k})}, \quad (1,4)$$

где диэлектрическая проницаемость для волн  $\alpha$

$$\varepsilon^{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{c^2}{\omega^2} (\mathbf{k}\mathbf{a}_{\mathbf{k}}) (\mathbf{k}\mathbf{a}_{\mathbf{k}}^*) + a_{\mathbf{k}, i}^* \varepsilon_{ij}^{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) a_{\mathbf{k}, j}, \quad (1,5)$$

$\mathbf{a}_{\mathbf{k}}$  — единичный вектор поляризации волны  $\alpha$ , удовлетворяющий условию нормировки ( $a_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}} = 1$ ).

Заметная конверсия будет иметь место главным образом в случае развитой турбулентности. Такая турбулентность, как правило, будет приводить к изотропному распределению волновых векторов (если несущественно влияние внешнего магнитного поля). Поэтому с достаточной для астрофизических применений общностью можно считать плазменную турбулентность изотропной со спектральной функцией  $F_{\alpha}(\mathbf{k})$ , зависящей только от абсолютного значения волнового числа. Впрочем, для удобства записи формул в этой и следующих двух главах мы будем пользоваться величиной  $W_{\mathbf{k}}^{\alpha}$  — плотностью энергии турбулентности, отнесенной к единице фазового объема. Имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} W_{\alpha} &= \int W_{\mathbf{k}}^{\alpha} d\mathbf{k} = \int_0^{\infty} F_{\alpha}(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int |\mathbf{E}_{\mathbf{k}}^{\alpha}|^2 \left[ \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha}) \right] \frac{d\mathbf{k}}{\omega^{\alpha}(\mathbf{k})} = \int \omega^{\alpha}(\mathbf{k}) N_{\mathbf{k}}^{\alpha} \frac{\hbar d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}. \end{aligned} \quad (1,6)$$

В дальнейшем мы будем считать функцию  $F_{\alpha}(\mathbf{k})$  заданной.

Обратимся ко второй стороне проблемы — конверсии волн плазменной турбулентности в электромагнитное излучение. Впервые эта задача была поставлена и исследована в работах В. Л. Гинзбурга и В. В. Железнякова (см. <sup>2</sup>, где также дана и более ранняя библиография). Затем эта проблема исследовалась и другими авторами <sup>3-6</sup>.

Согласно <sup>2</sup> возможны два типа конверсии плазменных волн в электромагнитные: регулярная конверсия в плавнонеоднородной среде и рассеяние на флуктуациях электронной плотности. В самом деле, и за счет плавной неоднородности среды, и за счет флуктуаций в распределении параметров меняются условия распространения волн, которые перестают быть строго независимыми, а следовательно, могут взаимодействовать. При распространении в плавнонеоднородной среде коэффициент конверсии, вообще говоря, пропорционален отношению длины волны  $\lambda$  к характерному размеру неоднородности  $L$ <sup>5</sup>. Есть и более благоприятные случаи — конверсия в тех областях плазмы, где нарушается условие геометрической оптики, например там, где  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Здесь можно получить коэффициент трансформации порядка  $(\lambda/L)^{2/3}$ <sup>2</sup>. В космических условиях отношение  $\lambda/L$  всегда очень мало, и надо думать, что, за исключением очень специальных случаев, регулярная конверсия не играет в астрофизических условиях заметной роли.

Конверсия при рассеянии плазменных волн на флуктуациях электронной плотности соответствует рэлеевскому (с сохранением частоты) или комбинационному (со сложением частоты плазменных волн и флуктуаций плотности) рассеянию. Эти эффекты по порядку величины определяются томсоновским сечением рассеяния:

$$\sigma_T n_e = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 n_e = \frac{\omega_{pe}^4}{6\pi n_e c^4}. \quad (1,7)$$

В коэффициентах конверсии, кроме  $\sigma_T$ , есть множители, зависящие от фазовых скоростей волн и тепловых скоростей электронов, причем они различны для рэлеевского и комбинационного рассеяний.

Те же самые механизмы конверсии при рассеянии на флуктуациях электронной плотности можно описать и на языке теории нелинейных эффектов в плазме. Рэлеевское рассеяние на тепловых флуктуациях электронной концентрации есть не что иное, как нелинейное рассеяние плазменных волн на поляризационных зарядах, созданных движением в плазме тепловых ионов. Комбинационное рассеяние есть процесс слияния плазменных волн с волнами тепловых флуктуаций электронной концентрации <sup>7, 8</sup>. Методами нелинейной теории плазмы значительно проще рассчитать не только спонтанную, но и индуцированную конверсию (в том числе и поглощение электромагнитных волн при обратной их конверсии в плазменные). Эти эффекты, не рассмотренные в <sup>2-4, 6</sup>, в общем меняют всю картину конверсии плазменных волн в электромагнитные в космических условиях. Развитые за последнее время методы нелинейной теории плазмы позволяют рассмотреть конверсию при рассеянии на над-тепловых частицах, что приводит к излучению высоких частот, а также при слиянии и распадах различных типов волн, существующих в плазме. Это позволяет значительно расширить наши представления о плазменных механизмах, увеличивая диапазоны излучаемых частот и мощности излучения за счет применения индуцированных механизмов. Надо подчеркнуть, что пренебрежение индуцированными механизмами может вообще привести к ошибочным результатам.

В настоящей работе рассматривается конверсия плазменных волн в электромагнитные методами теории нелинейных процессов в плазме <sup>7, 8</sup>. Значительная часть результатов приводится впервые. Но и в тех случаях, когда получаются уже известные соотношения, методы нелинейной теории позволяют яснее увидеть ограничение соответствующих формул, полученных ранее. Существенное значение в астрофизике имеют быстрые и, в частности, релятивистские частицы. Поэтому особое внимание уделяется эффектам конверсии на релятивистских электронах и ионах.

## 2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ МЕХАНИЗМОВ

Коэффициенты излучения при конверсии плазменных волн в электромагнитные удобнее всего рассчитывать с помощью тензора проводимости нелинейного тока <sup>7, 8</sup>. Сущность этого метода заключается в следующем.

Пусть в однородной (но не обязательно изотропной) плазме распространяются волны типа  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ . Фурье-компонента тока, возбуждаемого этими волнами, с точностью до членов, квадратичных по электрическому полю, может быть записана в виде

$$j_{i, k\omega} = \sigma_{ij}(\mathbf{k}, \omega) E_{j, k\omega}^\alpha + j_{i, k\omega}^{(2)}, \quad (2,1)$$

$$j_{i, k, \omega\alpha_1, \alpha_2}^{(2)} = \sum \int S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{k}_1, \omega_1; \mathbf{k}_2, \omega_2) E_{j, \mathbf{k}_1\omega_1}^{\alpha_1} \times \\ \times E_{l, \mathbf{k}_2\omega_2}^{\alpha_2} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) d\mathbf{k}_1 d\omega_1 d\mathbf{k}_2 d\omega_2, \quad (2,2)$$

где  $\sigma_{ij}$  — тензор линейной, а  $S_{ijl}$  — нелинейной проводимости плазмы. Для того чтобы описать конверсию волн  $\alpha_1, \alpha_2$  в волну  $\alpha$ , достаточно найти мощность излучения  $Q$  волны  $\alpha$  частью тока (2,2), возбуждаемого волнами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

В астрофизике обычно определяют спектральную интенсивность излучения, рассчитанную на единичный частотный интервал. Соответствующее выражение для коэффициента излучения (т. е. количество энергии в единичном интервале частот, генерируемом в единице объема в единичный телесный угол) есть

$$Q = \int Q_{\mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}, \quad I_{\omega, \Omega} = \frac{Q_{\mathbf{k}} k^2}{(2\pi)^3 \frac{d\omega(\mathbf{k})}{dk}}, \quad I_{\omega} = \int I_{\omega, \Omega} d\Omega, \quad (2,3)$$

$\Omega$  — телесный угол вектора  $\mathbf{k}$ .

В (2,3)  $k$  есть функция  $\Omega$  и  $\omega$ , получаемая из  $\omega = \omega^{\alpha}(\mathbf{k}, \Omega)$ . Получаем

$$I_{\omega, \Omega} = 16 (2\pi)^4 \int \frac{\omega^{\alpha}(\mathbf{k}) |\mathbf{kS}|^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)}{c^2 k \left[ \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha}) \right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)}} \times \\ \times \frac{\delta(\omega - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) - \omega^{\alpha_2}(\mathbf{k}_2)) W_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} W_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}}{\left[ \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha}) \right]_{\omega^{\alpha}(\mathbf{k})} \left[ \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha_2}) \right]_{\omega^{\alpha_2}(\mathbf{k})}} d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2, \\ S_i = S_{ijl} a_j^{\alpha_1} a_l^{\alpha_2}. \quad (2,4)$$

Для  $\alpha_1 = \alpha_2$  в (2,4) следует коэффициент 16 заменить на 8. Этой общей формулой мы и будем пользоваться для определения коэффициентов излучения плазменных механизмов в том случае, когда конверсия происходит при слиянии плазменных волн.

Другой механизм конверсии связан с рассеянием плазменных волн на поляризационных зарядах и самих частицах плазмы<sup>8</sup>. В самом деле, заряженная частица (как электрон, так и ион) при своем движении в плазме образуетдвигающийся с той же скоростью поляризационный заряд. Поле, создаваемое поляризационным зарядом, может соответствовать одному из двух полей нелинейного тока (2,2). Излучение волны  $\alpha$  током (2,2) соответствует тогда превращению  $\alpha_1 \rightarrow \alpha$ :

$$I_{\omega, \Omega} = 2 (2\pi)^3 \int \frac{\omega^{\alpha}(\mathbf{k}) |\mathbf{kA}|^2 \delta(\omega^{\alpha}(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v})}{c^2 k \left[ \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \varepsilon^{\alpha_1}) \right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)}} W_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} f_{\mathbf{p}}^q(\mathbf{p}) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{p}, \quad (2,5)$$

где  $f_{\mathbf{p}}^q(\mathbf{p})$  — функция распределения импульсов зарядов, нормированная на единичный фазовый объем, т. е.

$$\int f_{\mathbf{p}}^q(\mathbf{p}) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} = n_q,$$

где  $n_q$  — концентрация соответствующих частиц,

$$\Lambda_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1) \delta(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) = 2 S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}_-, \omega_-, \mathbf{k}_1, \omega_1) E_{l, \mathbf{k}_-, \omega_-}^q, \quad (2,6)$$

$$\mathbf{k}_- = \mathbf{k} - \mathbf{k}_1, \quad \omega_- = \omega - \omega_1.$$

$E_{l, \mathbf{k}_-, \omega_-}^q$  — поле, создаваемое равномерно движущимся зарядом. (О выводе (2,6) см. <sup>8</sup>.)

Если поляризационные заряды создаются перелативистскими электронами, то эффект нелинейного рассеяния на этих зарядах того же поряд-

ка, что и обычное комптоновское рассеяние на самих электронах, причем оба эффекта рассеяния отчасти компенсируют друг друга<sup>7</sup>. В этом случае в (2,21) в определение  $\Lambda_{ij}$  следует добавить еще один член, описывающий комптоновское рассеяние. Подробно эффект этой компенсации обсуждается в<sup>10</sup> (см. также<sup>8</sup>). Относительный вклад в излучение той области, в которой имеет место компенсация, мал, и поэтому часто нужно лишь знать области  $\mathbf{k}_1$ , в которых компенсация отсутствует, и пользоваться (2,5).

Итак, для нахождения коэффициента излучения в плазменных механизмах осталось определить только нелинейную проводимость — тензор  $S_{ijl}$ . В простейшем случае изотропной плазмы без магнитного поля при пренебрежении тепловыми движениями электронов и ионов (т. е. в гидродинамическом приближении) имеем<sup>8</sup>

$$S_{ijl} = -\frac{e^2 \omega_0^2}{8\pi m_e \omega_1 \omega_2^2} \left( \delta_{ij} \frac{k_{2l}}{\omega_2^2} + \delta_{il} \frac{k_{1j}}{\omega_1^2} + \delta_{jl} \frac{k_i}{\omega^2} \right). \quad (2,7)$$

При наличии внешних магнитных полей можно получить простое выражение для  $S_{ijl}$ , если одна из частот велика,  $\omega \gg \omega_{He}, \omega_{0e}, kv_{Te}$ :

$$\left. \begin{aligned} S_{1ij} &= \frac{e}{4\pi m_e \omega} \frac{\delta_{1i} + i \frac{\omega_{He}}{\omega} \delta_{2i}}{1 - \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2}} [k_{2s} [e_{sj}^e(\mathbf{k}_2, \omega_2) - \delta_{sj}], \\ S_{2ij} &= \frac{e}{4\pi m_e \omega} \frac{\delta_{2i} - i \frac{\omega_{He}}{\omega} \delta_{1i}}{1 - \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2}} k_{2s} [e_{sj}^e(\mathbf{k}_2, \omega_2) - \delta_{sj}], \\ S_{3ij} &= \frac{e}{4\pi m_e \omega} \delta_{3i} k_{2s} [e_{sj}^e(\mathbf{k}_2, \omega_2) - \delta_{sj}]. \end{aligned} \right\} \quad (2,8)$$

Здесь индекс «e» у тензора диэлектрической проницаемости означает, что под  $e^e$  следует понимать только ту часть проницаемости, которая создается электронами. В окончательном выражении следует брать сумму

$$\frac{1}{2} [S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{k}_1, \omega_1, \mathbf{k}_2, \omega_2) + S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{k}_2, \omega_2; \mathbf{k}_1, \omega_1)], \quad (2,9)$$

что в дальнейшем всегда будет иметься в виду.

Приведенные в этой главе соотношения позволяют вычислить коэффициенты излучения для разных плазменных механизмов — конверсии плазменных волн различных типов в электромагнитные при рассеянии их на заряженных частицах, а также при слиянии различных волн плазменной турбулентности. Конкретные выражения, позволяющие вычислить коэффициенты излучения для тех или иных случаев, мы приведем в последующих главах.

### 3. ИНДУЦИРОВАННАЯ КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ

Полученные выше формулы описывали спонтанный механизм излучения при конверсии. Между тем, как хорошо известно в общей теории излучения, каждому спонтанному процессу должен соответствовать индуцированный процесс, который может привести как к поглощению, так и к индуцированному излучению. Очевидно, что то же должно иметь место и при конверсии плазменных волн в электромагнитные.

При индуцированной конверсии происходит вынужденное излучение поперечной волны под влиянием падающей поперечной волны с теми же значениями  $\mathbf{k}$  и  $\omega$ , что и у излучаемой поперечной волны. Индуцированное поглощение электромагнитных волн представляет собой обратный процесс — превращение электромагнитной волны в плазменную.

Эффекты индуцированной конверсии, хорошо известные в теории нелинейных процессов в плазме, часто не учитывались при рассмотрении астрофизических применений плазменных механизмов излучения. Между тем их учет может быть значительным (а в ряде случаев коренным образом) изменить всю картину явлений, происходящих в том или ином космическом источнике.

Одна из главных особенностей индуцированной конверсии — возможность раскачки поля излучения в том случае, когда индуцированное излучение преобладает над поглощением. Здесь в электромагнитное излучение может перейти значительная часть энергии плазменных волн. Надо думать, что в мощных источниках космического радиоизлучения имеет место именно раскачка при индуцированной конверсии. С другой стороны, если поглощение преобладает над индуцированным излучением, эффективность спонтанного механизма конверсии ограничена и мощность этого излучения не может расти, увеличиваться выше определенного предела при простом увеличении плотности плазменных волн.

Все эти соображения будут ниже подробно обсуждены с оценками для ряда астрофизических объектов. Здесь же мы приведем только формулы, позволяющие рассчитывать индуцированные процессы конверсии.

Формула (2,4) определяет спонтанное электромагнитное излучение при слиянии двух плазменных волн с  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ . Эта формула справедлива только тогда, когда число электромагнитных волн достаточно мало (критерий малости получим ниже из сравнения оптической толщи для процессов конверсии с коэффициентами спонтанного излучения).

В (2,4) величина  $|E_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1}|^2 |E_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}|^2$  пропорциональна, согласно (1,4), (1,6) произведению  $N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}$ . При учете индуцированной конверсии эта величина должна быть заменена на сумму

$$N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2} - N_{\mathbf{k}}^{\alpha} N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} - N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2} N_{\mathbf{k}}^{\alpha}. \quad (3,1)$$

Подобная замена следует из условия баланса между числами различных волн<sup>8</sup>.

Из (3,1) сразу следует, что при слиянии двух плазменных волн индуцированная конверсия приводит только к поглощению электромагнитных волн (так как последние два члена в (3,1) отрицательны). В этом процессе одна электромагнитная волна с волновым вектором  $\mathbf{k}$  распадается на две плазменные волны  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  так, чтобы было  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$  и  $\omega = \omega_1 + \omega_2$ . Индуцированная конверсия плазменных волн различных типов может, вообще говоря, приводить и к раскачке, которая возникает в том случае, когда наряду с процессом  $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow \alpha$  разрешен законами сохранения процесс  $\alpha_1 \rightarrow \alpha + \alpha_2$ . Для последнего процесса имеем вместо (3,1)

$$N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2} + N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} N_{\mathbf{k}}^{\alpha} - N_{\mathbf{k}}^{\alpha} N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}. \quad (3,2)$$

Введем коэффициент индуцированной конверсии  $\mu(\mathbf{k}, \omega)$ , который будет принимать положительные значения, если имеет место поглощение, и отрицательные значения при раскачке поля излучения. Чтобы привести эту величину в соответствие с употребленным в астрофизике коэффициентом поглощения, рассчитанным на единицу длины, запишем

$$\mu(\mathbf{k}, \omega) = - \frac{1}{N_{\mathbf{k}} v_g} \left. \frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right|_{\text{инд. конв.}} \quad (3,3)$$



где  $v_g$  — групповая скорость электромагнитных поперечных волн, зависящая обычно лишь от  $|\mathbf{k}| = \omega/c$ ,  $N_{\mathbf{k}}$  — число квантов на единицу фазового объема электромагнитных волн, а  $\left. \frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right|_{\text{инд. конвер}}$  — изменение числа этих квантов из-за индуцированной конверсии.

Из (3,1) и (3,2) следует, что для определения коэффициента индуцированной конверсии следует в формуле (2,5) опустить один из множителей  $|E_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1}|^2$ , но добавить множители, описывающие переход от  $|E_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}|^2$  к  $N_{\mathbf{k}_2}^{\alpha_2}$ . Следует различать эффекты, возникающие от слияния одинаковых турбулентных пульсаций ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) и разных, а также случай, когда в плазме возбужден один тип турбулентных пульсаций  $\alpha_1$  и несколько (например, два  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ). Если возбужден один тип пульсаций, то, согласно (3,1), поглощение будет определяться  $-2N_{\mathbf{k}}N_{\mathbf{k}}^{\alpha_1}$ . В результате получим для усредненного по поляризациям коэффициента поглощения

$$\mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{16(2\pi)^4}{v_g(\omega(\mathbf{k}))} \int \frac{|\mathbf{kS}|^2}{k^2} \frac{\hbar\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)}{\left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_1})\right]_{\omega(\mathbf{k})}} \times \\ \times \frac{\delta(\omega(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)) \int_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} dk_1}{\left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_1})\right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)} \left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_1})\right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)}}. \quad (3,4)$$

Записанные формулы справедливы в том случае, когда процессы вида  $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow \alpha$ ,  $\alpha_1 \rightarrow \alpha + \alpha_2$  ( $\alpha_1 \neq \alpha_2$ ) не идут в рассматриваемом интервале частот поперечных волн. Заметим, что эти процессы следует учитывать, даже если возбужден лишь один тип турбулентных пульсаций, например  $\alpha_1$ . Спонтанный процесс  $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow \alpha$  при этом не идет, что непосредственно видно из (3,1). Однако индуцированный процесс возможен и дает поглощение  $-N_{\mathbf{k}}N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1}$ . Вместе с тем процесс (3,2) дает раскачку поперечных волн ( $+N_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1}N_{\mathbf{k}}^{\alpha}$ ). Последний процесс имеет несколько иную вероятность, чем первый. Однако это отличие сводится лишь к изменению знаков в  $\delta$ -функциях, отражающих законы сохранения энергии и импульса квантов при слиянии. Действительно, процесс  $\alpha_1 \rightarrow \alpha + \alpha_2$  отличается от  $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow \alpha$  лишь тем, что волна  $\alpha_2$  не поглощается, а излучается. Поэтому следует у  $\omega_2$  и  $\mathbf{k}_2$  изменить знаки. Получаем вместо (3,4)

$$\mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{16(2\pi)^4}{v_g(\omega(\mathbf{k}))} \int \frac{|\mathbf{kS}|^2}{k^2} \frac{\hbar\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)[\omega(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)]}{\left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_1})\right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)} \left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_1})\right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)}} \times \\ \times \frac{\{\delta(\omega(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) - \omega^{\alpha_2}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)) + \delta(\omega(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) + \omega^{\alpha_2}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1))\}}{\left[\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2\varepsilon^{\alpha_2})\right]_{\omega=\omega(\mathbf{k})-\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)}} W_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} dk_1. \quad (3,5)$$

Формула (3,5) преобразована таким образом, чтобы из нее явно следовал существенный вывод о том, что раскачиваются поперечные волны с частотами, меньшими частот турбулентных пульсаций, а затухают волны с частотами, большими частот турбулентных пульсаций. В каждом из этих двух случаев «работает» лишь одна из  $\delta$ -функций.

Если возбуждены два типа турбулентности, то нужно учитывать также процессы  $\alpha_2 \rightarrow \alpha + \alpha_1$ . Конкретные формулы будут даны в последующих разделах.

Коэффициент индуцированной конверсии при рассеянии на частицах определяется несколько иначе. В этом случае следует сравнить числа

частиц с импульсами  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)$ , где  $\hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)$  — изменение импульса частиц при рассеянии на них плазменной волны. Считая  $\hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \ll \mathbf{p}$ , уравнение для баланса числа волн можно получить заменой функцией распределения  $f_p^a$  на величину

$$\hbar N_{\mathbf{k}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \frac{\partial f_p^a}{\partial \mathbf{p}}.$$

Здесь знак конверсии (излучение или поглощение) зависит от знака скалярного произведения  $(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}$ . По-прежнему, используя (3,3) и учитывая (2,5), получаем для коэффициента поглощения, усредненного по поляризациям:

$$\begin{aligned} \mu(\mathbf{k}, \omega) = & \frac{2(2\pi)^9}{v_g(\omega)} \int \frac{[k\Lambda]^2}{k^2} \frac{\delta(\omega(\mathbf{k}) - \omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1) - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v})}{\left[ \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \epsilon^\alpha) \right]_{\omega(\mathbf{k})} \left[ \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \epsilon^{\alpha_1}) \right]_{\omega^{\alpha_1}(\mathbf{k}_1)}} \times \\ & \times \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \frac{\partial f_p^a}{\partial \mathbf{p}} W_{\mathbf{k}_1}^{\alpha_1} \frac{dk_1 d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}. \end{aligned} \quad (3,6)$$

В радиоастрономических измерениях чаще пользуются определением яркостной температуры, чем спектральной интенсивностью излучения. Поэтому и здесь мы будем приводить формулы, описывающие мощность излучения в так называемых эффективных температурах

$$T_{\text{эфф}} = \frac{8\pi^3}{k^2} I_{\omega, \Omega}. \quad (3,7)$$

Если в среде нет рассеяния излучения, то яркостная температура в случае отсутствия раскачки

$$T_b = T_{\text{эфф}} (1 - e^{-\mu L}), \quad (3,8)$$

где  $L$  — размер среды, в которой имеет место конверсия. Отсюда следует, что  $T_{\text{эфф}}$  определяет максимальную яркостную температуру, которую можно получить при спонтанной конверсии.

Таким образом, механизм спонтанной конверсии лучше характеризовать не коэффициентом излучения, а эффективной температурой и коэффициентом поглощения: первый параметр определяет максимально возможное излучение, второй — условие, при котором это излучение можно получить.

В случае преобладания индуцированного излучения вместо (3,8) имеет место равенство  $T_b = T_{\text{эфф}} (e^{\mu L} - 1)$ , и предел конверсии плазменных волн обусловлен плотностью плазменной энергии, если конверсия происходит при рассеянии на тепловых частицах. Здесь предельная эффективная температура определяется как полной плотностью плазменной энергии  $W^{\alpha_1}$ , так и минимальным волновым числом  $k_{\min}^{\alpha_1}$  турбулентных пульсаций или минимальным волновым числом поперечных волн. Имеем, например, для лэнгмюровских волн

$$T_{\text{эфф}} \approx \frac{6\pi^2 W^{\alpha_1}}{k_{\min}^3} \approx \frac{6\pi^2 W^{\alpha_1}}{(k_{\min}^{\alpha_1})^3} \left( \frac{c}{\sqrt{3} v_{Te}} \right)^3. \quad (3,9)$$

Как известно, при нелинейных взаимодействиях лэнгмюровских волн между собой происходит перекачка их энергии в сторону больших фазовых скоростей, т. е. меньших волновых чисел. Это означает, что предел с нижней стороны на волновые числа плазменной турбулентности опре-

деляется лишь геометрией среды и условиями выхода излучения. Эффективная температура здесь может быть очень велика.

Если конверсия происходит при рассеянии на надтепловых или релятивистских частицах, то энергия электромагнитных волн в основном забирается из энергии частиц. Здесь эффективная температура может быть порядка энергии излучающих частиц и, следовательно, тоже велика. С другой стороны, если излучающие частицы ускоряются плазменной турбулентностью<sup>13</sup>, то в конечном счете и здесь эффективная температура определяется плотностью энергии плазменной турбулентности.

Раскачка, а следовательно, и генерация мощного излучения возможны только тогда, когда коэффициент индуцированного излучения  $\mu(\mathbf{k}, \omega)$  по абсолютной величине больше  $\mu(\omega)$  — коэффициента истинного поглощения в среде. Если последнее определяется тормозным механизмом, то

$$\mu_T(\omega) = \frac{\Lambda}{4\pi(2\pi)^{1/2}} \frac{\omega_{0e}^6}{n_e v_{Te}^3 v_g \omega^2} = \frac{\Lambda}{4\pi(2\pi)^{1/2}} \frac{\omega_{0e}^3}{\omega^2 v_g} \frac{1}{n_e D^3}, \quad (3,10)$$

где  $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$  — тепловая скорость электронов,  $D = v_{Te}/\omega_{0e}$  — дебаевский радиус,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм. В космических условиях  $\Lambda = 40 - 70$ , и поэтому численный множитель  $\Lambda/4\pi(2\pi)^{1/2}$  можно опустить. Итак, для появления раскачки электромагнитных волн при конверсии плотность энергии плазменных волн должна быть такой, чтобы  $\mu_T(\omega) \ll |\mu(\mathbf{k}, \omega)|$ .

Для каждого конкретного механизма конверсии плазменных волн в электромагнитные мы приведем значения коэффициента излучения, коэффициент индуцированной конверсии (излучения и поглощения) и в тех случаях, когда это необходимо, значение эффективной температуры. Формулы будут приведены в таком виде, который наиболее удобен для их применения с целью интерпретации наблюдаемых данных о космических радионисточниках.

#### 4. КЛАССИФИКАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ МЕХАНИЗМОВ ПО ИЗЛУЧАЕМЫМ ЧАСТОТАМ

Для облегчения ориентировки в последующем изложении мы здесь приведем классификацию плазменных механизмов не по типам нелинейных процессов, а по излучаемым этими механизмами частотам.

Удобно при этом иметь в виду графическое изображение спектров плазменных волн для характерных в астрофизике условий  $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$  (см. рис. 1; если  $\frac{H^2}{8\pi} \approx n_e T_e$ , то  $\omega_{He} \approx \frac{v_{Te}}{c} \omega_{0e} \ll \omega_{He}$ ). Принятое на рис. 1 условие  $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$  может в ряде астрофизических объектов нарушаться (например, на Солнце или др.). В этом случае нельзя пользоваться графиком рис. 1. В скобках на рис. 1 приведены виды спектров, имеющих место в предельном случае, когда волна распространяется под углом к направлению магнитного поля, близким к  $90^\circ$ .

##### а) Излучение на частоте, близкой к $\omega_{0e}$

При трансформации лэнгмюровских плазменных волн в электромагнитные, связанной с рассеянием на тепловых ионах или электронах, генерируется излучение в интервале частот

$$\omega_{0e} \lesssim \omega \lesssim \omega_{0e} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{v_{Te}^3}{v_p^3} \right), \quad (4,1)$$

где  $v_p$  — фазовая скорость плазменных волн. Так как  $v_p$  должно быть больше  $v_{Te}$  по крайней мере в три раза, то излучаемый здесь интервал частот не больше  $\omega_{0e}/6$ .

Электромагнитные волны с частотой, близкой к  $\omega_{0e}$ , могут генерироваться при слиянии лэнгмюровских волн (частота  $\omega^l$ ) с ионно-плазменными или ионно-звуковыми волнами. Так как частота плазменных волн этих типов либо меньше, либо равна  $\omega_{0i} = \omega_{0e} (m_e/m_i)^{1/2}$ , то генерируемое подобным механизмом электромагнитное излучение, имеющее частоту  $\omega^l + \omega_{0i} \cong \omega_{0e} + \omega_{0i}$ , тоже не выходит за пределы интервала (4,1). Ионно-плазменные и ионно-звуковые волны могут быть возбуждены только в неизотермической плазме, когда  $T_e \geq 3T_i$  (здесь  $T_i$  — ионная температура). Возможны также процессы слияния плазменных волн с вистлерами, которые могут существовать и в изотермической плазме. Так как максимальная частота вистлеров порядка  $\omega_{He}$ , то излучаемые частоты будут порядка  $\omega^l + \omega_{He}$ , что в слабом магнитном поле также будет соответствовать излучению на частотах, близких к  $\omega_{0e}$ . Слияние с низкочастотными гидродинамическими колебаниями, в частности альвеновскими, дает частоты, не большие  $\omega^l + \omega_{Hi}$ , т. е. также в интервале (4,1). О случае сильного магнитного поля см. ниже.

б) Излучение на частотах, близких к  $2\omega_{0e}$   
(в слабом магнитном поле,  $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$ )

Слияние двух плазменных волн с частотами  $\sim \omega_{0e}$  дает одну электромагнитную волну с частотой  $\sim 2\omega_{0e}$ . Этот механизм не имеет конкуренции со стороны механизмов конверсии при рассеянии на частицах. Однако здесь нет индуцированного излучения (только поглощение) и поэтому при прочих равных условиях эффективность конверсии на частотах  $2\omega_{0e}$  может быть меньше, чем на частотах  $\omega_{0e}$ . Ширина частотного интервала здесь тоже порядка  $\left(\frac{1}{3} \div \frac{1}{5}\right) \omega_{0e}$ .

в) Излучение на частотах, близких к  $\omega_{He}$

Если плазма находится в сильном магнитном поле, так что  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ , то плазменные волны могут возбуждаться как на частотах, близких к  $\omega_{He}$ , так и на частотах порядка  $\omega^l \approx \omega_{0e} \cos \vartheta_1$ . И в том и в другом случае возможна конверсия этих плазменных волн в электромагнитные при рассеянии на тепловых ионах и электронах.

Дисперсионная кривая для плазменных волн с частотой, близкой к  $\omega_{He}$ , такова:

$$\omega^h(\mathbf{k}_1) = \omega_{He} \left[ 1 + \frac{\omega_{0e}^2 \sin^2 \vartheta}{2\omega_{He}^2} + 2 \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{0e}^2} \left( \frac{v_{Te}}{v_p} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \vartheta_1 + \dots \right], \quad (4,2)$$

где  $v_p = \omega_{He}/k_1$  — по-прежнему фазовая скорость,  $\vartheta_1$  — угол между вектором  $\mathbf{k}_1$  и направлением внешнего магнитного поля. Формула (4,2) справедлива, если все члены в квадратной скобке заметно меньше единицы. Однако из (4,2) следует, что ширина частотного интервала генерируемого излучения здесь может быть относительно больше, чем в случае излучения на частотах  $\omega_{0e}$ , и в принципе сравнима с  $\omega_{He}$ . Характерной особенностью конверсии на частотах порядка  $\omega_{He}$  является то, что здесь показатель преломления генерируемых электромагнитных волн близок к единице и поэтому нет трудностей с выходом излучения из среды.

г) Излучение на частотах порядка  $2\omega_{He}$   
и  $\omega_{He} + \omega_{0e}$

Слияние плазменных волн ветви  $\omega_{He}$  между собой и плазменных волн ветви  $\omega_{He}$  и ветви  $\omega_{0e}$  приводит к излучению электромагнитных волн на частотах  $2\omega_{He}$  и  $\omega_{He} + \omega_{0e}$ . Этот механизм аналогичен механизму излучения на частотах  $2\omega_{0e}$ . Для процесса  $\omega_{He} + \omega_{0e}$  возможна раскачка. Возможно также слияние волны (4,2) с другими низкочастотными волнами.

д) Излучение на частотах, больших  $\omega_{0e}$  или  $\omega_{He}$

Если конверсия происходит при рассеянии плазменных волн на надтепловых нерелятивистских частицах, скорость которых заметно превышает фазовую скорость плазменных волн, то генерируемое излучение имеет частоту, близкую к

$$\omega = \omega_{0e} + \mathbf{k}_1 \mathbf{v} \lesssim \omega_{0e} \left(1 + \frac{v}{v_p}\right), \quad \omega = \omega_{He} + \mathbf{k}_1 \mathbf{v} \lesssim \omega_{He} \left(1 + \frac{v}{v_p}\right), \quad (4.3)$$

где  $v$  — скорость частицы (по условию  $v \ll c$ ). Интервал излучаемых частот определяется распределением скоростей надтепловых частиц и может в принципе намного превышать  $\omega_{0e}$  и  $\omega_{He}$ .

Указанные механизмы позволяют получить излучение на достаточно высоких частотах, однако требуют наличия плазменной турбулентности с малыми фазовыми скоростями. Между тем известно, что нелинейное взаимодействие плазменных волн сопровождается увеличением фазовых скоростей. Впрочем, если в плазме есть анизотропия функции распределения скоростей частиц, то возможно и уменьшение фазовых скоростей.

е) Излучение на очень больших частотах

Конверсия плазменных волн при рассеянии на релятивистских частицах сопровождается значительным увеличением частоты:

$$\omega = \frac{\omega_{0e} + (\mathbf{k}_1 \mathbf{v})}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} \lesssim 2\omega_{0e} \left(1 + \frac{c}{v_p}\right) \left(\frac{\mathcal{E}}{m_q c^2}\right)^2, \quad (4.4)$$

$$\omega \lesssim 2\omega_{He} \left(1 + \frac{c}{v_p}\right) \left(\frac{\mathcal{E}}{m_q c^2}\right)^2.$$

В общем случае на релятивистских частицах могут конвертироваться весьма низкочастотные и даже гидродинамические пульсации, так как для них всегда  $v_p \ll c$ ,  $\omega \approx 2\omega_{0e} \frac{c}{v_p} (\mathcal{E}/m_q c^2)^2$ ; здесь  $\mathcal{E}$  — энергия частиц с массой  $m_q$ . Если  $\mathcal{E} \gg m_q c^2$ , то увеличение частоты может быть настолько велико, что даже рассеяние ионно-звуковой и гидромагнитной волны приведет к генерации электромагнитной волны с частотой, большей  $\omega_{0e}$ , способной выйти из среды.

Механизмы конверсии, отмеченные в пп. д) и е), могут приводить и к индуцированному излучению, если функции распределения надтепловых и релятивистских частиц анизотропны (при изотропной плазменной турбулентности).

Таким образом, мы видим, что плазменные механизмы представляют возможность получить электромагнитное излучение практически любой частоты при соответствующем подборе условий. А тот факт, что во многих случаях здесь возможно индуцированное излучение, позволяет интерпре-

тировать очень мощные источники при сравнительно скромных требованиях к физическим условиям в этих объектах. В дальнейшем будут приведены формулы для расчета плазменных механизмов излучения не в «частотном» порядке, как в этой главе, а в последовательности самих механизмов конверсии.

##### 5. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ТЕПЛОВЫХ ИОНАХ И ЭЛЕКТРОНАХ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Наиболее хорошо известен и много раз использовался механизм конверсии при рассеянии на тепловых частицах<sup>2, 6-8, 14</sup>. Как уже отмечалось, рассеяние на тепловых ионах эквивалентно рассеянию на тепловых флуктуациях электронной концентрации.

Будем рассматривать сначала конверсию плазменных волн в электромагнитные при их рассеянии на поляризационных зарядах, созданных движением ионов с зарядом  $Ze$  в изотропной плазме ( $\omega_{He} = 0$ ), причем будем считать функцию распределения скоростей этих ионов максвелловской. Используя общий метод, описанный в гл. 2 и 3, находим следующее выражение для коэффициента излучения:

$$I_{\omega} = \frac{k^2}{v_g} \frac{Z^2 \omega_{0e}^2 n_z}{2(2\pi)^{5/2} n_e^2} \left( \frac{T_i}{T_i + T_e} \right)^2 \int \frac{|\mathbf{k}\mathbf{k}_1|^2}{k^2 k_1^2} \frac{W_{\mathbf{k}_1}^i dk_1}{v_{Ti} |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{\omega - \omega^i(\mathbf{k}_1)}{v_{Ti} |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|} \right]^2}, \quad (5,1)$$

где  $n_z$  — концентрация ионов,  $v_{Ti}$  — тепловая скорость ионов; индекс  $l$  означает, что рассматриваются ленгмюровские плазменные волны, частота которых

$$(\omega^l(\mathbf{k}_1))^2 = \omega_{0e}^2 + 3v_{Te}^2 k^2. \quad (5,2)$$

Для электромагнитных волн имеем

$$\omega^2(\mathbf{k}) = \omega_{0e}^2 + c^2 k^2. \quad (5,3)$$

Мы ограничимся здесь случаем изотропной турбулентности; тогда можно принять  $|\mathbf{k}\mathbf{k}_1|^2 = k^2 k_1^2 / 3$ . Учитывая также, что  $k \ll k_1$  (это следует из (5,2) и (5,3)), получаем

$$I_{\omega} = \frac{k^2}{v_g} \frac{Z^2 \omega_{0e}^2 n_z}{6(2\pi)^{5/2} n_e^2} \left( \frac{T_i}{T_i + T_e} \right)^2 \int \frac{F_l(\mathbf{k}_1) dk_1}{k_1 v_{Ti}} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{\omega - \omega^l(\mathbf{k}_1)}{v_{Ti} k_1} \right]^2}. \quad (5,4)$$

При заданной спектральной функции плазменной турбулентности интеграл нетрудно вычислить. В частности, предполагая, что рассеяние происходит на тепловых протонах ( $Z = 1$ ,  $n_z = n_e$ ), и принимая, что максимум плотности энергии плазменной турбулентности приходится на определенное значение фазовой скорости  $v_{p0}$ , получим для полного (проинтегрированного по частотам) коэффициента излучения в изотропной плазме

$$I = 4\pi \int I_{\omega} d\omega \approx \frac{e^4 v_{Te}}{m_e^2 c^3 v_{p0}} n_e W^l, \quad (5,5)$$

что совпадает с известным выражением для коэффициента конверсии при рассеянии на тепловых флуктуациях.

Итак, известный коэффициент конверсии на частоте  $\omega_{0e}$  при рассеянии справедлив, строго говоря, для случая монохроматической турбулентности и определяет лишь полное излучение. Формула (5,4) годится для любой функции распределения энергии плазменной турбулентности по волновым числам и позволяет вычислить спектральное распределение конвертируемого излучения.

Коэффициент индуцированной конверсии вычисляют аналогичным образом в соответствии с общим методом гл. 2 и 3. Для изотропной турбулентности получим

$$\mu(\omega) = \frac{(2\pi)^{1/2}}{6} \frac{Z^2 \omega_{0e} n_z T_i}{v_g n_e^2 (T_e + T_i)^2} \int (\omega - \omega^l(\mathbf{k}_1)) \frac{F_l(\mathbf{k}_1) dk_1}{k_1 v_{Ti}} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{\omega - \omega^l(\mathbf{k}_1)}{v_{Ti} k_1} \right]^2}. \quad (5,6)$$

Отсюда следует, в соответствии с известными результатами (см. 7, 8), что при рассеянии изотропных плазменных волн на изотропно распределенных частицах раскачка излучения ( $\mu(\omega) < 0$ ) имеет место только для конверсии с уменьшением частоты ( $\omega < \omega^l$ ). В данном случае раскачка возможна лишь для таких спектров плазменной турбулентности, при которых интеграл (5,6) с учетом (5,2) оказывается отрицательным хотя бы для некоторого интервала частот  $\omega$ . Это имеет место, например, когда волновые числа плазменной турбулентности ограничены снизу.

Рассмотрим сначала область индуцированного поглощения  $\omega > \omega^l(\mathbf{k}_1)$ . Если  $F_l(\mathbf{k}_1)$  не меняется здесь очень резко, то интеграл (5,6) легко оценить:

$$\mu(\omega) \approx \frac{\pi^{1/2}}{3} \frac{Z^2 \omega_{0e} n_z T_i}{n_e^2 (T_e + T_i)} W^l. \quad (5,7)$$

В частности, для рассеяния на протонах в изотермической плазме ( $T_l = T_i = T$ ,  $n_e = n_z$ ,  $z = 1$ )

$$\mu(\omega) \approx \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{\omega_{0e} W^l}{v_g n_e T} \approx \frac{(\pi/3)^{1/2}}{12} \frac{\omega_{0e} W^l \langle v_p \rangle}{n_e m_e v_{Te}^3 c}, \quad (5,8)$$

где  $\langle v_p \rangle$  — некоторая средняя фазовая скорость плазменных волн (здесь  $v_g = c \sqrt{3} v_{Te} / v_p$ ).

Сравнение с (3,10) дает условие, при котором обратная конверсия электромагнитных волн в плазменные превышает истинное тормозное поглощение:

$$W^l \gtrsim \frac{3\Lambda}{\sqrt{2} \pi^2} \frac{m_e \omega_{0e}^3}{v_{Te}}. \quad (5,9)$$

Наконец, оценивая интеграл в (5,4) так же, как это сделано в (5,6), получаем для эффективной температуры

$$T_{\text{эфф}} \approx T_i \frac{\langle v_p \rangle}{v_{Ti}}. \quad (5,10)$$

Подчеркиваем еще раз, что спонтанная конверсия не может дать яркостную температуру больше (5,10).

Теперь рассмотрим индуцированное излучение — раскачку поля излучения на частотах, меньших  $\omega^l$ . Допустим сначала, что большая часть энергии в спектральном распределении плазменной турбулентности приходится на волновые числа, близкие к некоторому значению  $k_{1,0}$ . Тогда, если

$$\frac{3}{2} \frac{v_{Te}^2 k_{1,0}^2}{\omega_{0e}} \gg k_{1,0} v_{Ti}, \quad \frac{3v_{Te}^2}{2v_p} \gg v_{Ti}, \quad (5,11)$$

то ширина частотного интервала, в котором происходит раскачка, того же порядка, что и  $v_{Ti} k_{1,0}$ . Коэффициент раскачки также определяется формулами (5,7) и (5,8), но только с отрицательным знаком. Например, для изотермической водородной плазмы

$$\mu(\omega) \approx - \frac{(\pi/3)^{1/2}}{12} \frac{\omega_{0e} W^l \langle v_p \rangle}{n_e m_e c v_{Te}^3}. \quad (5,12)$$

То же условие (5,9) определяет возможность раскачки при учете истинного поглощения.

При обратном неравенстве (5,11), т. е. при  $v_{Ti} \gg 3v_{Te}^2/2v_p$ , ширина частотного интервала меньше, поскольку со стороны меньших частот величина  $\omega$  ограничена  $\omega_{0e}$  (или даже несколько большим значением); здесь

$$\Delta\omega \approx \frac{3}{2} \frac{v_{Te}^2}{\omega_{0e}^2} k_{1,0}^2 \approx \frac{3}{2} \frac{v_{Te}^2}{v_p^2} \omega_{0e},$$

и коэффициент индуцированной конверсии для изотермической водородной плазмы

$$\mu(\omega) \approx -\frac{(\pi/3)^{1/2}}{8} \frac{\omega_{0e} W^l}{n_e m_e c v_{Ti}} \frac{1}{\langle v_p \rangle}. \quad (5,13)$$

Обсуждение этих формул мы продолжим в гл. 12.

Конверсию при рассеянии плазменных волн на тепловых электронах подробно обсуждать не будем. Как уже отмечалось, здесь имеет место частичная компенсация нелинейного рассеяния на поляризационном заряде и комптоновское рассеяние на самом электроне. Однако эта компенсация нарушается, например, если при конверсии изменение частоты мало ( $|\omega - \omega^l| \ll k_1 v_{Ti}$ ). В этом случае нелинейное рассеяние преобладает над комптоновским и для расчета всех коэффициентов можно пользоваться формулами (5,1)—(5,4) и (5,5), в которых следует заменить  $v_{Ti}$  на  $v_{Te}$ . Учитывая, что интервал конвертируемых частот здесь такой же, как и в случае рассеяния на ионах, находим, что коэффициенты излучения и индуцированной конверсии в  $v_{Te}/v_{Ti}$  и в  $v_{Te} T_e/v_{Ti} T_i$  раз соответственно меньше.

Эффективная температура излучения при спонтанной конверсии определяется той же формулой (5,10), в которой следует заменить  $T_i$  на  $T_e$ . Поэтому конверсию при рассеянии на тепловых электронах следует учитывать в сильно неизотермической плазме при  $T_e \gg T_i$  ( $m_i/m_e$ )<sup>1/2</sup>.

Согласно приведенным выше формулам для конверсии при рассеянии на тепловых ионах вероятность изменения частоты на величину  $\Delta\omega$ , большую  $v_{Ti} k_1 \approx \omega_{0e} v_{Ti}/v_p$ , спадает экспоненциально с увеличением  $|\Delta\omega|$ . В случае рассеяния на электронах экспоненциальный спад начинается при значительно большем изменении частоты:  $|\Delta\omega| > v_{Te} k_1 \approx \omega_{0e} v_{Te}/v_p$ . Поэтому и в интервале изменения частот

$$\frac{v_{Ti}}{v_p} \ll \frac{|\Delta\omega|}{\omega_{0e}} \ll \frac{v_{Te}}{v_p} \quad (5,14)$$

рассеяние на электронах, хотя и сильно ослабленное компенсацией, преобладает над рассеянием на ионах. Здесь коэффициенты спонтанного излучения и индуцированной конверсии меньше еще в  $m_i/m_e$  раз, чем при конверсии с изменением частоты на  $\Delta\omega \approx \omega_{0e} v_{Ti}/v_p$ .

## 6. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ НА ГИРОЧАСТОТЕ $\omega_{He}$ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ТЕПЛОВЫХ ИОНАХ

В плазме с сильным магнитным полем ( $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ ) электронные плазменные волны возбуждаются на двух ветвях дисперсионных кривых: одна с частотой, близкой к

$$\omega_{He} + \frac{\omega_{0e}^2}{2\omega_{He}} \sin^2 \theta_1$$

(более полное дисперсионное соотношение дается формулой (4,2)), а вторая — на частоте, близкой к  $\omega_{0e} \cos \theta_1$ ; здесь  $\theta_1$  — угол между волновым



вектором плазменной волны  $\mathbf{k}_1$  и внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$ . Конверсия первой ветви плазменных волн в электромагнитные может дать излучение на частотах порядка  $\omega_{He}$ . В работе<sup>14</sup>, где впервые рассматривалась эта задача, было предположено, что вероятность конверсии на частотах  $\omega_{He}$  того же порядка, что и на частотах  $\omega_{0e}$ . Непосредственное вычисление коэффициентов конверсии в этом случае было проведено в работе<sup>9</sup>. Однако, прежде чем приводить результаты расчетов конверсии на частотах  $\omega_{He}$ , заметим следующее.

Как известно, при прохождении пучка быстрых электронов в изотропной плазме без магнитного поля в ней возбуждаются плазменные волны на частоте  $\omega_{0e}$  с инкрементом

$$\gamma \approx \omega_{0e} \frac{n_s}{n_e} \left( \frac{v_s}{\Delta v_s} \right)^2,$$

где  $n_s$  — концентрация частиц в пучке,  $v_s$  и  $\Delta v_s$  — их средняя скорость и разброс по скоростям. В плазме с магнитным полем при условии  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$  пучок возбуждает плазменные волны на частотах  $\omega_{He}$ , но здесь инкремент уже меньше<sup>9</sup>:

$$\gamma = \omega_{0e} \left( \frac{\omega_0}{\omega_{He}} \right)^3 \frac{n_s}{n_e} \left( \frac{v_s}{\Delta v_s} \right)^2 \sin^2 \theta_1, \quad (6,1)$$

где  $\theta_1$  — угол между направлением раскачиваемой плазменной волны и направлением внешнего магнитного поля. Из (6,1) следует, что при сильном магнитном поле ( $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ ) инкремент раскачки плазменных волн на частотах порядка  $\omega_{He}$ , вообще говоря, невелик и большая плотность энергии плазменной турбулентности здесь может быть получена только в случае достаточно интенсивного пучка.

Теперь вернемся к конверсии плазменных волн на частоте  $\omega_{He}$  (соответствующие параметры плазменной турбулентности будем обозначать индексом  $h$ ).

В полученных выше формулах для рассеяния на частицах предполагалось, что частицы движутся прямолинейно. В случае сильного магнитного поля надо, вообще говоря, учитывать винтовое движение частиц, когда их ларморовский радиус меньше длины плазменной волны. Отсюда находим, что выражения, полученные в предположении прямолинейного движения частиц, справедливы, если скорости ионов удовлетворяют неравенству

$$\frac{m_i c}{e H} v \gg \frac{1}{k} \approx \frac{v_p}{\omega_{He}}, \quad v \gg \frac{m_e}{m_i} v_p, \quad (6,2)$$

где  $v_p$  — фазовые скорости плазменных волн. Для тепловых ионов условие (6,2) эквивалентно требованию  $v_p \ll \sqrt{m_i/m_e} v_{Te}$  (при  $T_i = T_e$ ). Если фазовые скорости больше, то следует учитывать замагниченность ионов. В случае рассеяния на электронах условие (6,2) приобретает вид  $v \gg v_p$ , и поэтому здесь для тепловых электронов замагниченность следует учитывать всегда.

Вторая особенность связана с тем, что здесь коэффициенты излучения и индуцированной конверсии зависят от угла  $\theta$  между волновым вектором электромагнитной волны и направлением внешнего магнитного поля.

И, наконец, последнее замечание. Для квазипродольного распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме показатель преломления

$$n^2(\omega) = 1 - \frac{\omega_{0s}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{He} \cos \theta)}, \quad (6,3)$$

и если  $\omega \approx \omega_{He} \gg \omega_{0e}$ , то  $n^2(\omega) \approx 1$ , за исключением случая необыкновенной волны, идущей строго вдоль поля. Поэтому здесь можно принять  $v_g \approx c$ .

Анализ общих формул гл. 2 и 3 показывает, что в тех случаях, когда замагниченностью ионов можно пренебречь, формулы для коэффициентов спонтанной и индуцированной конверсии получаются такими же, как (5,4) и (5,6), где только следует добавить множитель  $(1 + \cos^2 \vartheta)/2$  и заменить  $\omega^l(\mathbf{k}_1)$  на  $\omega^h(\mathbf{k}_1)$ , где  $\omega^h(\mathbf{k}_1)$  теперь определено формулой (4,2), а не (5,2), как в случае конверсии на частотах, близких к  $\omega_{0e}$ . Поскольку теперь ограничения снизу на частоты конвертируемого излучения из-за показателя преломления нет, то здесь конверсия происходит в интервале частот

$$|\Delta\omega| = |\omega - \omega^h(\mathbf{k}_1)| \leq k_1 v_{Ti} \approx \omega_{He} \frac{v_{Ti}}{\langle v_p \rangle}, \quad (6,4)$$

где, как и раньше,  $\langle v_p \rangle$  — средняя фазовая скорость плазменных волн. При  $\Delta\omega < 0$  имеет место раскачка, при  $\Delta\omega > 0$  поглощение, причем инкремент и декремент по абсолютной величине одинаковы:

$$\mu(\omega) \approx \pm \frac{\pi^{1/2}}{3} \frac{Z^2 \omega_{0e}^2 n_z T_i}{c n_e^2 (T_e + T_i)^2 \omega_{He}} W^h. \quad (6,5)$$

В частности, для водородной изотермической плазмы

$$\mu(\omega) \approx \pm \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{\omega_{0e}^2 W^h}{c n_e T \omega_{He}}. \quad (6,6)$$

В случае спонтанного излучения эффективная температура по-прежнему определяется формулой (5,10).

Итак, коэффициенты индуцированной конверсии на частотах  $\omega_{He}$  при прочих равных условиях в  $\omega_{He}/\omega_{0e}$  раз меньше, чем соответствующие коэффициенты конверсии на частотах  $\omega_{0e}$ . Коэффициенты спонтанной конверсии на частоте  $\omega_{He}$ , однако, больше на множитель  $\omega_{He}/\omega_{0e}$  (из-за наличия добавочного члена  $k^2$  в (5,1)).

В реальных астрофизических условиях чаще всего имеет место условие  $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$ . Если же выполняется обратное неравенство, то обычно  $\omega_{He}$  не намного больше  $\omega_{0e}$ . Поэтому коэффициенты конверсии как на частотах  $\omega_{He}$ , так и  $\omega_{0e}$ , или более точно при сравнимости  $\omega_{0e}$  и  $\omega_{He}$  на частотах

$$\omega_\infty = \frac{\omega_{0e}^2 + \omega_{He}^2}{2} + \sqrt{\frac{(\omega_{He}^2 + \omega_{0e}^2)^2}{4} - \omega_{0e}^2 \omega_{He}^2 \cos^2 \vartheta_1}, \quad (6,7)$$

примерно одного порядка.

Следовательно, рассматриваемый механизм конверсии при  $\omega_{0e} \sim \omega_{He}$  может дать непрерывное излучение в широком интервале частот, сравнимом с самой величиной  $\omega_{0e}$  и  $\omega_{He}$ . Важно подчеркнуть, что здесь значительно больше простора для индуцированного излучения, поскольку разность  $|\omega - \omega^h(\mathbf{k}_1)|$  не ограничена малой величиной  $|\omega_{0e} - \omega^l(\mathbf{k}_1)|$ .

Как уже отмечалось, конверсия на электронах или ионах в случае больших фазовых скоростей плазменных волн зависит от винтового движения рассеивающих частиц. Эта задача также рассмотрена в <sup>9</sup>.

Наконец, заметим, что раскачка на частотах, близких к  $\omega_{He}$ , возможна только тогда, когда коэффициент истинного гирорезонансного поглощения на этих частотах заметно меньше (6,5) или (6,6). По порядку величины коэффициент гирорезонансного поглощения для обыкновенных волн

на частотах, близких к  $\omega_{He}$  и  $2\omega_{He}$ , примерно одинаков <sup>2</sup>:

$$\mu_g(\omega_{He}) \approx \mu_{2g}(2\omega_{He}) \approx \frac{\pi}{c} \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{He}} \frac{v_{Te}^2}{c^2} \sin^2 \vartheta \quad (6,8)$$

в интервале частот  $\Delta\omega/\omega_{He} \approx v_{Te}/c$ . Учитывая, что конверсия происходит не точно на частоте  $\omega_{He}$ , а на частоте

$$\omega_{He} + \frac{\omega_{0e}^2}{2\omega_{He}} \sin^2 \vartheta_1 \approx \omega_{He} + \frac{1}{4} \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{He}},$$

находим, что гирорезонансное поглощение может быть существенным только при выполнении неравенства

$$\frac{\omega_{0e}^2}{4\omega_{He}} \leq \omega_{He} \frac{v_{Te}}{c}. \quad (6,9)$$

В космических условиях магнитное поле редко бывает столь сильным.

Но даже и в этой области его величину можно сделать достаточно малой при уменьшении углов  $\vartheta$ . Сравнивая (6,8) и (6,6), находим условия, при которых гирорезонансным поглощением можно пренебречь:

$$W^h \gg n_e T_e \frac{v_{Te}^2}{c^2} \sin^4 \vartheta. \quad (6,10)$$

Отсюда, кстати, следует, что раскачка поля излучения на частотах, близких к  $\omega_{He}$ , приводит к генерации преимущественно направленного излучения обыкновенной волны.

#### 7. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА НАДТЕПЛОВЫХ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНАХ

Есть основания ожидать, что в космической плазме часто появляется примесь надтепловых частиц, скорость которых много больше  $v_{Ti}$  или даже  $v_{Te}$ , но заметно меньше скорости света. По оценке <sup>15</sup> относительная концентрация таких частиц в межзвездном пространстве и в туманностях порядка  $10^{-7}$ . В последнее время исследования с космических ракет обнаружили большое количество надтепловых частиц в межпланетном пространстве.

Как уже отмечалось (гл. 4), конверсия на надтепловых частицах приводит к генерации излучения с частотами

$$\omega = \omega_1(\mathbf{k}_1) + \mathbf{k}_1 \mathbf{v}_q, \quad (7,1)$$

где  $\omega_1(\mathbf{k}_1)$  — частота плазменных волн и  $\mathbf{v}_q$  — скорость частицы. Например, если  $\omega_1 \approx \omega_{0e}$ , то частота  $\omega$  оказывается в интервале от  $\omega_{0e}$  до  $\omega_{0e} [1 + (v_q/v_p)]$ . Таким образом, этот механизм может дать непрерывный спектр излучения в достаточно широком интервале частот, если только фазовые скорости плазменных волн малы.

Если плазменная турбулентность изотропна и распределение скоростей надтепловых частиц тоже изотропно, то подобный механизм излучения может быть только спонтанным. Нетрудно сообразить, что эффективная температура излучения в этом случае порядка средней энергии надтепловых частиц:  $T_{эфф} \approx m_q \langle v_q^2 \rangle$ , где  $m_q$  — масса частицы. Строго говоря, эффективная температура зависит и от частоты излучения. В самом деле, примем  $\omega \gg \omega_{0e}$ , тогда  $\omega = k_1 v_q \cos \vartheta$ . Если, кроме того, спектр частиц падает с ростом их энергий, то  $T_{эфф}$  определяется минимальная  $v_q$ , которой

для заданной  $\omega$  соответствует  $\cos \vartheta = 1$ , т. е.

$$v_q = \frac{\omega}{k_1} = \frac{\omega}{\omega_{0e}} v_p.$$

Таким образом,

$$T_{\text{эфф}} = m_q v_p^2 \left( \frac{\omega}{\omega_{0e}} \right)^2 \quad (7,2)$$

и  $T_{\text{эфф}}$  быстро растет с частотой. Надо иметь в виду, что последняя формула имеет место, лишь если  $\mu \gg \mu_T$  и  $v_q \ll c$ .

Коэффициент индуцированной конверсии (поглощение) легко может быть определен общим методом так же, как это сделано в гл. 5 для конверсии на тепловых ионах. Поскольку функция распределения скоростей надтепловых частиц все равно неизвестна, ограничимся лишь оценкой коэффициента поглощения при обратной конверсии на ионах. Мы приведем здесь результат для случая, когда число ионов достаточно быстро падает с энергией и эффект поглощения определяется ионами с минимальной скоростью  $v_q = v_{\min}$ , способных участвовать в процессах конверсии:

$$\mu \approx \frac{Z^2 \omega_{0e} n_q}{n_e^2 m_q c v_p^2} \left( \frac{\omega_{0e}}{\omega} \right)^5 W^i. \quad (7,3)$$

Здесь, в случае  $\omega_1 \approx \omega_{0e}$  имеем  $v_p \approx \omega_{0e}/k_1$ . Если  $\omega_1 \approx \omega_{He}$ , т. е. имеется сильное магнитное поле, то  $v_p = \omega_{He}/k_1 \sin \vartheta$  и

$$n_q = \int_{\omega/k_1}^{\infty} f(v_q) dv_q$$

— число ионов, участвующих в процессе. Зависимость коэффициента поглощения от частоты определяется, строго говоря, как спектром плазменной турбулентности, так и распределением надтепловых частиц по скоростям. Легко видеть, что с увеличением  $k_1$  уменьшается  $v_{\min} = \omega/k_1$ , т. е. растет  $n_q$ , а следовательно, главную роль будут играть максимальные  $k_1$ , возбужденные в спектре плазменной турбулентности. При  $k_1 \approx k_{\max} \approx \omega_{0e}/v_{Te}$  величина  $\mu(\omega)$  в сильном магнитном поле на ветви  $\omega_{He}$  в  $\omega_{He}/\omega_{0e}$  раз меньше, чем на ветви  $\omega_{0e}$  в слабом магнитном поле. Заметим, что для электронов результат для  $T_{\text{эфф}}$  может быть получен из той же формулы, что и для ионов, и поэтому в  $m_i/m_e$  раз меньше. Однако в инкременте или абсолютной величине интенсивности излучения называются компенсационные эффекты и оценка отлична от (7,3). Для  $\omega_1 \approx \omega_{0e}$  имеем

$$\mu \approx \frac{\omega_{0e} n_q}{n_e^2 m_e c^3} \left( \frac{\omega_{0e}}{\omega} \right)^3 W^i \quad (7,4)$$

и для  $\omega_1 \approx \omega_{He}$ , ( $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ ) получаем в (7,4) дополнительный множитель  $(\omega_{0e}/\omega_{He})^2$ .

Как уже отмечалось, в случае изотропного распределения скоростей надтепловых частиц имеет место только спонтанное излучение, которое достигает насыщения из-за самопоглощения. Однако если надтепловые частицы образуют пучок или распределены анизотропно, то здесь, наряду со спонтанным излучением, имеет место и раскачка. Пусть все частицы этого пучка имеют одну и ту же скорость  $v_s$  (как по величине, так и по направлению). Тогда для коэффициента индуцированного излучения имеем при рассеянии на электронном пучке

$$\mu(\omega) = - \frac{2\pi n_s \omega_{0e}^2}{n_e^2 m_e c v_s \omega^2} \int [(\cos^2 \vartheta_1 - \sin^2 \vartheta_1)^2 + 2 \cos^4 \vartheta_1] W_{k_1}^i \frac{dk_1}{k_1 c}, \quad (7,5)$$

где  $\theta_1$  — угол между направлением движения пучка и волновым вектором плазменной турбулентности. Для изотропной плазменной турбулентности

$$\mu(\omega) = -\frac{32\pi n_s \omega_{0e}^2}{15n_e^2 m_e c v_g v_s} \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} \int F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1 c} \approx -\frac{32\pi n_s \omega_{0e} v_p}{15n_e^2 m_e c^2 v_g v_s} \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} W^l, \quad (7,6)$$

где  $v_g$  — по-прежнему групповая скорость электромагнитных волн. Такие же формулы могут быть получены для ионных потоков. При этом инкремент имеем порядок (7,3). Напомним, что заметное увеличение частоты по сравнению с  $\omega_0$  будет только при условии  $\omega_{0e}/k_1 \ll v_s$ . Надо, однако, иметь в виду, что из-за нелинейного взаимодействия фазовые скорости волн плазменной турбулентности в среднем возрастают. Но при наличии анизотропии (хотя бы в присутствии того же пучка) возможно и уменьшение фазовых скоростей плазменных волн, так что не исключена возможность того, что достаточно интенсивный нерелятивистский пучок электронов или ионов может генерировать и раскачивать излучение в плазме с частотным интервалом порядка  $\omega_{0e} v_s / v_{Te}$ .

#### 8. КОНВЕРСИЯ ПРИ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Еще эффективнее (с точки зрения повышения частоты) конверсия при рассеянии на релятивистских электронах. Так как, согласно (2,12), при рассеянии должно соблюдаться условие

$$\omega - \omega_1(\mathbf{k}_1) = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}, \quad (8,1)$$

то учитывая, что  $\omega = k/n(\omega)$ , где  $n(\omega)$  — показатель преломления, и что  $v \approx c$ , получаем

$$\omega \approx \frac{k\mathbf{v}}{1 - \frac{v}{c} n(\omega) \cos \theta} \ll \frac{\omega_1 c}{v_p} \frac{1}{\frac{1}{2} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2 + \frac{\omega_{0e}^2}{2\omega^2}}. \quad (8,2)$$

Если вторым членом в знаменателе (8,2) можно пренебречь, то

$$\omega \ll 2 \frac{\omega_1 c}{v_p} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^2, \quad (8,3)$$

где под  $\omega_1$  можно понимать  $\omega_{0e}$ ,  $\omega_{He}$  или  $\omega_{0i}$  в зависимости от типа плазменной турбулентности. Второй член в знаменателе (8,2) мал, если

$$\frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} > \frac{v_p}{c} \frac{\omega_{0e}}{\omega_1}. \quad (8,4)$$

Это условие при  $v_p \ll c$  и  $\omega_1 = \omega_{0e}$  всегда выполняется для релятивистских частиц. Если же  $\omega_1$  весьма мало и  $v_p \omega_{0e} / c \omega_1 > 1$ , то из (8,3) получим условие, которое ограничивает снизу энергию частиц, конверсия на которых дает электромагнитное излучение, способное выйти из среды:

$$\frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \gtrsim \left( \frac{v_p}{c} \frac{\omega_{0e}}{\omega_1} \right)^{1/2},$$

что по-прежнему выполнено, если имеет место (8,4). Если  $\omega \ll \omega_{0e} \mathcal{E} / m_e c^2$ , то частота конвертируемого излучения

$$\omega \approx \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_1(\mathbf{k}_1)} \frac{v_p}{c}. \quad (8,5)$$

Излучение на этой частоте может выйти из среды только тогда, когда частота волн плазменной турбулентности достаточно мала ( $\omega_{0e} v_p / \omega_1 c > 1$ ;

например,  $\omega_1 \approx \omega_{0i}$ , или даже альвеновские и другие гидромагнитные волны). Условие же  $\omega \ll \omega_{0e} \mathcal{E} / m_e c^2$ , при котором справедливо (8,5), принимает вид (8,4). Таким образом, если  $\omega_{0e} v_p / \omega_{jc} > 1$ , то излучают лишь электроны достаточно больших энергий, а частота излучения ограничена снизу условием (8,5) ((8,5) есть минимальная излучаемая частота). Для релятивистских электронов коэффициент комптоновского рассеяния значительно больше коэффициента нелинейного рассеяния на поляризованном заряде. Поэтому здесь мы пренебрежем эффектом нелинейного рассеяния. Тензор  $\Lambda_{ij}$  второго ранга для комптоновского рассеяния приведен в <sup>8</sup>. Свертывая его по одному индексу с волновым вектором плазменной турбулентности, получим вектор проводимости тока комптоновского рассеяния плазменных волн на релятивистском электроне

$$\Lambda = \frac{ie^2}{(2\pi)^3 m_e k_1} \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{[\omega - (\mathbf{k}\mathbf{v})]^2} \{ \mathbf{v} [(\mathbf{k}\mathbf{k}_1) - c^{-2}\omega(\mathbf{k}_1\mathbf{v})] + \mathbf{k}_1 [\omega - (\mathbf{k}\mathbf{v})] \}. \quad (8,6)$$

Этот вектор совпадает с точностью до численного множителя с вектором  $\beta$ , полученным в <sup>10</sup> также для комптоновского рассеяния на релятивистских электронах. Подставляя вектор (8,6) в (2,5), получаем коэффициент излучения для конверсии при рассеянии на релятивистских электронах. Плазменную турбулентность по-прежнему будем считать изотропной. Для функции распределения скоростей частиц мы выберем несколько аншросимирующих выражений, поскольку ее истинный вид в космических условиях точно не известен.

1) Изотропное распределение скоростей. Здесь функция распределения зависит от энергии частиц ( $\mathcal{E} = cp$ ). Число релятивистских электронов в единице объема с энергией от  $\mathcal{E}$  до  $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$  обозначим таким образом:

$$dn(\mathcal{E}) = 4\pi \mathcal{E}^2 f_0(\mathcal{E}) d\mathcal{E}. \quad (8,7)$$

Для  $f_0(\mathcal{E})$  часто выбирают степенную функцию

$$f_0(\mathcal{E}) = \frac{K_0}{\mathcal{E}^\alpha}. \quad (8,8)$$

Вместо индекса  $\alpha$  ниже употребляется также индекс  $\gamma = \alpha - 2$ . Полное число электронов с энергией больше некоторого значения  $\mathcal{E}_0$  будет

$$n(>\mathcal{E}_0) = \frac{4\pi K_0}{(\alpha - 3) \mathcal{E}_0^{\alpha-3}}. \quad (8,9)$$

2) Пучок релятивистских электронов, двигающихся в одном и том же направлении. Число частиц с вектором импульса в интервале от  $\mathbf{p}$  до  $\mathbf{p} + d\mathbf{p}$  есть

$$dn(\mathbf{p}) = f_1(p_{\parallel}) \delta(p_{\perp}) dp_{\parallel} dp_{\perp}, \quad (8,10)$$

где  $p_{\parallel}$  — компонента импульса вдоль пучка,  $p_{\perp}$  — перпендикулярная пучку. Полагая функцию  $f_1(p_{\parallel})$  степенной:  $f_1(p_{\parallel}) = K_1 \mathcal{E}^{-\alpha}$  (так как  $p_{\parallel} = \mathcal{E}/c$ ), имеем для числа частиц с энергией больше  $\mathcal{E}_1$

$$n(>\mathcal{E}_1) = \frac{K_1}{(\alpha - 1) \mathcal{E}_1^{\alpha-1}}. \quad (8,11)$$

Попутно заметим, что для того, чтобы получить раскачку поля излучения, совсем не обязательно, чтобы спектр энергии релятивистских частиц где-то круто обрывался со стороны малых энергий. Он может плавно переходить в спектр энергии надтепловых, а затем и тепловых частиц.

3) В некоторых случаях удастся получить не очень сложные формулы и для анизотропного распределения скоростей частиц в виде

$$f_e(\mathcal{E}, \varphi) = f_0(\mathcal{E}) [1 + \eta(\mathcal{E}) \cos \varphi], \quad (8,12)$$

где  $f_0(\mathcal{E})$  — изотропное распределение,  $\eta(\mathcal{E})$  тоже зависит только от энергии частиц, а  $\varphi$  — угол, составляемый вектором скорости частиц с некоторым выделенным направлением, например лучом зрения наблюдателя. Указанный выбор формул, описывающих распределение скоростей релятивистских частиц, позволит получить не очень сложные формулы, пригодные для анализа всех случаев конверсии, которые могут в настоящее время встретиться в астрофизических задачах.

Пользуясь (8,6) и приведенными выше функциями распределения частиц, легко определить по формулам (2,11) и (3,6) параметры плазменных механизмов излучения из-за конверсии при рассеянии на релятивистских электронах. Приведем только окончательные выражения для  $v_p \ll c$ .

а) Спонтанная конверсия плазменных волн на изотропно распределенных релятивистских электронах

Коэффициент излучения

$$I_\omega = \frac{\omega_{0e}^4}{4m_e^2 c^4 n_e^2 c^3 \omega} \int \mathcal{E}^2 f_0(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \int_{k_1 > \frac{\omega}{2c} \left(\frac{m_e c^2}{\mathcal{E}}\right)^2}^{\infty} \Phi(\mathcal{E}, q) F_l(\mathbf{k}_1) dk_1. \quad (8,13)$$

где безразмерная функция  $\Phi(\mathcal{E}, q)$  зависит от энергии и безразмерного параметра

$$q = \frac{\omega}{h_1} \frac{c-v}{cv} \approx \frac{\omega}{2h_1 c} \left(\frac{m_e c^2}{\mathcal{E}}\right)^2. \quad (8,14)$$

Графики функции  $\Phi(\mathcal{E}, q)$  при разных  $\mathcal{E}$  даны на рис. 2, заимствованном из работы <sup>10</sup>, где и была впервые рассчитана конверсия плазменных волн

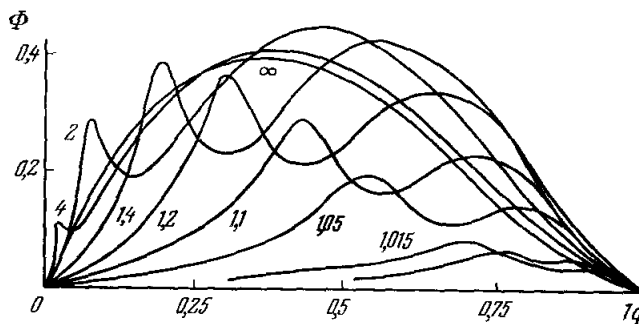


Рис. 2. Зависимость функции  $\Phi(\mathcal{E}, q)$  от параметра  $q$  при разных значениях энергии.

Наличие двух максимумов соответствует комбинации комптоновского и нелинейного рассеяний. Числа у кривых определяют значения величины  $\gamma = \mathcal{E}/m_e c^2$

на релятивистских электронах. Надо заметить, что при малых энергиях существенна компенсация комптоновского и нелинейного рассеяния, поэтому на рис. 2 даны функции  $\Phi(\mathcal{E}, q)$  с учетом этого эффекта.

Для ультрарелятивистских частиц было получено аналитическое выражение функции  $\Phi(\infty, q)$  <sup>10</sup>:

$$\Phi(\infty, q) = \frac{8}{3} q \{ (1-q)^3 - 3q^2(1-q + \ln q) \}. \quad (8,15)$$

Функция  $\Phi(\infty, q)$  имеет максимум при  $q = 0,30$  ( $q < 1$ ). Это означает, что в конверсию плазменных волн в электромагнитные с данной частотой  $\omega$  при рассеянии на электронах определенной энергии  $\mathcal{E}$  наибольший вклад вносят плазменные волны с волновыми числами

$$k_1 \approx 1,5 \frac{\omega}{c} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2. \quad (8,16)$$

В отличие от синхротронного механизма, где спектр излучения определяется практически только распределением электронов по энергиям, здесь спектр излучения зависит как от распределения энергии электронов, так и от распределения фазовых скоростей плазменных волн. С точки зрения интерпретации радиоизлучения космических источников это обстоятельство имеет важное преимущество. По-видимому, в космических условиях функция распределения энергии релятивистских электронов не может быстро меняться; кроме того, эта функция, как правило, имеет плавный характер. Поэтому некоторые быстро меняющиеся особенности спектра ряда космических источников, которые в рамках синхротронного механизма требуют столь же быстрого и резкого изменения функции распределения энергий электронов, здесь могут быть интерпретированы как вызванные изменением спектра плазменной турбулентности даже при стационарной функции распределения релятивистских электронов по энергиям.

Дальнейшие преобразования заключаются в подстановке выражений (8,8), (8,9) и (8,15) в (8,13) и вычислении интегралов. Это нетрудно сделать, но чтобы не выписывать здесь громоздких выражений, приведем формулу для интенсивности излучения на частотах  $\omega$ , удовлетворяющих условию, чтобы для всех волновых чисел плазменной турбулентности значение  $\mathcal{E}$  из (8,15) попадало в заданный интервал энергий  $\mathcal{E}_0 < \mathcal{E} < \infty$ , для которого определен спектр энергии частиц (8,8). Тогда получим

$$I_\omega = b(\alpha) \frac{\omega^4 n(> \mathcal{E}_0)}{c^3 n_e^2 \omega} \left[ \left( \frac{\mathcal{E}_0}{m_e c^2} \right)^2 \frac{2c}{\omega} \right]^{\frac{\alpha-5}{2}} \int F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1^2} \left( \frac{\mathcal{E}_0}{m_e c^2} \right)^2, \quad (8,17)$$

где численный множитель

$$b(\alpha) = \frac{\alpha-3}{6\pi} \left[ \frac{1}{\alpha-3} - \frac{3}{\alpha-1} + \frac{2}{\alpha+3} + \frac{6}{(\alpha-1)^2} \right]. \quad (8,18)$$

Если указанное условие не выполнено ( $\omega$  слишком мало), то в этой области частот спектр излучения определяется либо распределением частиц меньших энергий, либо довольно быстро спадает в соответствии с зависимостью  $\Phi(\infty, q)$  от  $q$  и спектром плазменной турбулентности. Формула (8,17) показывает, что и здесь спектр излучения имеет степенной характер. Показатель спектра (спектральный индекс) здесь также равен  $(\alpha - 3)/2 = (\gamma - 1)/2$ , как и в случае синхротронного излучения.

Между прочим, в (8,17) и (8,18) частота плазменных волн не определена. Эти формулы справедливы как для конверсии волн с  $k_1 \approx \omega_{pe}/v_p$ , так и для конверсии плазменных волн с  $k_1 \approx \omega_{He}/v_p$ . Поэтому в магнитоактивной плазме с плазменной турбулентностью релятивистский электрон



излучает «дважды»: синхротронное излучение на частоте

$$\omega \approx 0,29\omega_{He} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^2 \quad (8,19)$$

и излучение плазменного механизма на частоте

$$\omega = \omega_{0e} \frac{2c}{\langle v_p \rangle} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^2,$$

если  $\omega_{0e} \gg \omega_{He}$  или

$$\omega \approx \omega_{He} \frac{2c}{\langle v_p \rangle} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^2, \quad (8,20)$$

если  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ . Относительная интенсивность обоих механизмов порядка отношения плотностей магнитной и плазменной энергии, умноженной на  $c/\langle v_p \rangle$ .

Таким образом, конверсия плазменных волн на изотропных релятивистских электронах с астрофизической точки зрения может представлять интерес главным образом тем, что в низкотемпературной плазме с плазменной турбулентностью на малых фазовых скоростях она может приводить к генерации высокочастотного излучения. Кроме того, здесь существует возможность излучения и в плазме без магнитного поля. В остальных случаях этот механизм менее эффективен, чем синхротронный механизм, так как требует все же возбуждения интенсивной плазменной турбулентности.

Индукированная конверсия на изотропно распределенных релятивистских электронах приводит только к поглощению электромагнитных волн. Соответствующий коэффициент поглощения вычисляется по формуле

$$\mu(\omega) = \frac{\pi^2 \omega_{0e}^4}{2\omega^2 n_e^2 c^2} \int \mathcal{E} f_0(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \int_{k_1 > \frac{\omega}{2c} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2}^{\infty} \Phi_1(\mathcal{E}, q) F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1}. \quad (8,21)$$

Для ультрарелятивистских частиц

$$\Phi_1(\mathcal{E}, q) = \frac{8}{3} [(1-q)^3 + 3q(1-q^2 + q \ln q)], \quad (8,22)$$

где  $q$  по-прежнему определяется (8,14). Заниматься анализом этих формул мы не будем. Для грубой оценки  $\mu(\omega)$  можно воспользоваться известным соотношением

$$\mu \approx \frac{I_\omega}{\mathcal{E} k^2} \cdot 2\pi^2 \approx \frac{I_\omega c^2}{\mathcal{E} \omega^2} \cdot 2\pi^2.$$

#### б) Индуцированная конверсия плазменных волн на пучке релятивистских электронов

Если, как мы убедились выше, конверсия плазменных волн на изотропно распределенных релятивистских электронах не дает особых преимуществ по сравнению с обычным синхротронным механизмом, в случае рассеяния на анизотропном пучке положение коренным образом меняется. Дело в том, что здесь появляется возможность получить индуцированную конверсию, т. е. раскачку поля излучения.

Напомним, что для синхротронной раскачки необходима достаточно высокая концентрация плазмы<sup>16</sup> и при этом все равно раскачка возможна на относительно небольших частотах

$$\omega \approx \left( 0,24 \frac{\omega_{0e}^3}{\omega_{He}} \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^{1/2}. \quad (8,23)$$

Рассеяние плазменных волн на пучке релятивистских частиц способно дать раскочку на очень больших частотах

$$\omega \approx 2\omega_{0e} \frac{c}{v_p} \left( \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right)^2$$

и при этом требует значительно меньшей концентрации как релятивистских частиц, так и электронов плазмы<sup>17</sup>. Правда, здесь необходима плазменная турбулентность и анизотропия скоростей релятивистских частиц.

Вычисления коэффициентов излучения и индуцированной конверсии проводятся по-прежнему по общим формулам с учетом (8,6) и анизотропной функции распределения. К сожалению, однако, усреднить  $[\mathbf{k}\Lambda]^2$  по углам в общем случае практически невозможно. В работе<sup>18</sup> был рассмотрен случай индуцированной конверсии на релятивистском или нерелятивистском пучке при общем выражении для волн плазменной турбулентности. Здесь мы приведем более простые и удобные формулы для расчета индуцированной конверсии изотропной плазменной турбулентности сначала для случая рассеяния на пучке электронов с функцией распределения (8,10) и (8,11), а затем приведем соответствующие формулы и для случая функции распределения (8,12). Коэффициент спонтанного излучения вычислять не будем — в случае необходимости его можно оценить по формуле (8,17). Главный интерес рассматриваемой задачи — возможность раскочки излучения на больших частотах.

Подставляя (8,10) и (8,6) в общее выражение для индуцированного излучения и раскладывая  $[\mathbf{k}\Lambda]^2$  в ряд по углу  $\vartheta$  между лучом зрения (вектор  $\mathbf{k}$ ) и направлением пучка (вектор  $\mathbf{v}$ ), получаем после усреднения с помощью  $\delta$ -функции по углу между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{v}$

$$\begin{aligned} \mu(\omega, \vartheta) = & -\frac{\pi\omega_{0e}^4}{n_e^2 c^2 \omega^2} \frac{\mathcal{E}^2 (m_e c^2)^2}{[(m_e c^2)^2 + (\mathcal{E}\vartheta)^2]^2} \times \\ & \times \int \frac{\partial f_1}{\partial \mathcal{E}} d\mathcal{E} \int_{k_1 > \frac{\omega}{2c} \left[ \vartheta^2 + \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2 \right]} F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1} \left\{ \left[ 1 - \frac{\omega^2}{4k_1^2 c^2} \left( \vartheta^2 + \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2 \right)^2 \right] \times \right. \\ & \left. \times \frac{(m_e c^2)^4 + (\mathcal{E}\vartheta)^4}{[(m_e c^2)^2 + (\mathcal{E}\vartheta)^2]^2} + \frac{\omega^2 \vartheta^2}{k_1^2 c^2} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2 \right\}. \quad (8,24) \end{aligned}$$

Рассмотрим зависимость коэффициента индуцированной конверсии от угла  $\vartheta$ . Для электромагнитных волн, идущих строго вдоль пучка ( $\vartheta = 0$ ), имеем после интегрирования по частям

$$\mu(\omega, 0) = \frac{\pi\omega_{0e}^4}{n_e^2 m_e^2 c^6 \omega^2} \int f_1(\mathcal{E}) \mathcal{E} d\mathcal{E} \int_{k_1 > \frac{\omega}{2c} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^2} F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2k_1^2 c^2} \left( \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}} \right)^4 \right]. \quad (8,25)$$

Эти волны всегда затухают. Формула (8,25) приближенно справедлива, пока  $\vartheta < \frac{m_e c^2}{\mathcal{E}}$ .

Для случая  $m_e c^2 / \mathcal{E} \ll \vartheta \ll 1$  имеем из (8,24) (также после интегрирования по частям)

$$\mu(\omega, \vartheta) = -\frac{2\pi m_e^2 c^2 \omega_{0e}^4}{n_e^2 \omega^2 \vartheta^4} \int \frac{f_1(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\mathcal{E}^3} \int_{k_1 > \frac{\omega \vartheta^2}{2c}} F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1} \left[ 1 - \frac{\omega^2 \vartheta^4}{4k_1^2 c^2} \right]. \quad (8,26)$$

Здесь имеет место раскачка поля излучения. С ростом угла  $\vartheta$  инкремент уменьшается и становится минимальным при  $\vartheta = \pi/2$ . Для последнего случая имеем непосредственно из точного выражения

$$\mu\left(\omega, \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{\pi m_e^2 c^2 \omega^4}{4 n_e^2 \omega^2} \int_{\mathcal{E}} \frac{f_1(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\mathcal{E}^3} \int_{k_1 > \frac{\omega}{c}} F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1} \left[1 - \frac{\omega^2}{k_1^2 c^2}\right]. \quad (8,27)$$

Примерный ход зависимости  $\mu(\omega, \vartheta)$  от угла изображен на рис. 3.

При вычислении интегралов по энергиям в (8,26) — (8,27) следует иметь в виду, что коэффициенты индуцированной конверсии определяются по заданному направлению, т. е. заданному значению угла  $\vartheta$ . Поэтому для раскачки излучения на частоте  $\omega$ , идущего в данном направлении, существенно рассеяние на всех электронах с энергией больше  $\mathcal{E}_\vartheta \approx m_e c^2 / \vartheta$ . Максимальные излучаемые частоты ограничены условием  $\omega < 2ck_{1\max} / \vartheta^2$ , где  $k_{1\max}$  — максимальное значение волновых чисел плазменной турбулентности.

Используя (8,11) и полагая, что  $\vartheta > m_e c^2 / \mathcal{E}_1$ , где  $\mathcal{E}_1$  — нижняя граница спектра энергии релятивистских электронов, получаем из (8,26)

$$\begin{aligned} \mu(\omega, \vartheta) = & -\frac{\alpha - 1}{\alpha + 2} \frac{2\pi \omega_0^4 n \left(> \frac{m_e c^2}{\vartheta}\right)}{n_e m_e c^4 \vartheta \omega^2} \times \\ & \times \int_{k_1 > \frac{\omega \vartheta^2}{2c}} F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1} \left[1 - \frac{\omega^2 \vartheta^4}{4k_1^2 c^2}\right]. \quad (8,28) \end{aligned}$$

Верхняя граница спектра индуцированной конверсии, как уже отмечалось, есть  $2ck_{1\max} / \vartheta^2$ . С другой стороны, из (8,2) следует, что нижняя граница излучаемых частот при рассматриваемых условиях ( $1 \gg \vartheta \gg m_e c^2 / \mathcal{E}_1$ ) есть  $2ck_{2\max} / \vartheta$ . Поэтому, обозначая через  $v_{p0}$  фазовую скорость плазменных волн в максимуме энергии турбулентных пульсаций и предполагая, что спектр волновых чисел плазменной турбулентности не слишком широк, получаем, что частота излучения, на которой происходит индуцированная конверсия раскачки:

$$\omega_\vartheta \approx \omega_{0e} \frac{2c}{v_{p0} \vartheta^2}. \quad (8,29)$$

При этом коэффициент индуцированной конверсии

$$\mu(\omega_\vartheta, \vartheta) = -\frac{\alpha - 1}{\alpha + 2} \frac{\omega_{0e} v_{p0}^3 \vartheta^3}{n_e^2 m_e c^6} W^l n \left(\mathcal{E} > \frac{m_e c^2}{\vartheta}\right). \quad (8,30)$$

Чем меньше  $\vartheta$ , тем больше частота, но зато тем меньше коэффициент раскачки поля излучения как из-за множителя  $\vartheta$ , так и из-за уменьшения числа электронов, способных приводить к конверсии на данной частоте.

Формула (8,30) позволяет легко оценить возможность индуцированной конверсии во всех интересующих астрофизическое применение теории случаях.

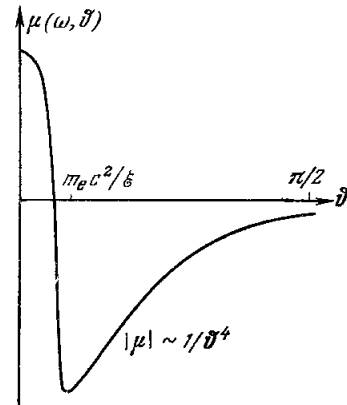


Рис. 3. Примерный ход коэффициента индуцированного излучения (поглощения) в зависимости от угла  $\vartheta$  при рассеянии изотропных плазменных волн на моноэнергетическом пучке релятивистских электронов.

в) В случае функции распределения (8,12) также можно получить аналитическую формулу для коэффициентов конверсии

Имеем для коэффициента индуцированного излучения

$$\mu(\omega) = \frac{\pi^2 \omega_{0e}^4}{2n_e^2 c \omega^2} \int f_0(\mathcal{E}) \mathcal{E} d\mathcal{E} \int_{k_1 > \frac{\omega}{2c} \left(\frac{m_e c^2}{\mathcal{E}}\right)^2} \Phi_2(\mathcal{E}, q) F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1 c}, \quad (8,31)$$

где для  $\mathcal{E} \gg m_e c^2$  функция  $\Phi_2(\mathcal{E}, q)$  такова:

$$\Phi_2(\mathcal{E}, q) = \frac{8}{3} \left\{ (2 + 3\eta \cos \varphi) (1 - q)^3 + 6q (1 - q^2) - \right. \\ \left. - 3(1 - q) q^2 \eta \cos \varphi + 3q^2 \ln q (2 + \eta \cos \varphi) \right\}. \quad (8,32)$$

Здесь функция  $\eta$  также может зависеть от энергии. Если считать  $\eta = \text{const}$  и для  $f_0(\mathcal{E})$  принять выражение (8,8), получим

$$\mu(\omega) = b_2(\alpha, \varphi) \frac{\omega_{0e}^4 n(\mathcal{E} > \mathcal{E}_0)}{n_e^2 \mathcal{E}_0 c^2 \omega^2} \left[ \frac{2c}{\omega} \left( \frac{\mathcal{E}_0}{m_e c^2} \right)^2 \right]^{\frac{\alpha-2}{2}} \int F_l(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1^2}, \quad (8,33)$$

где функция  $b_2(\alpha, \varphi)$  имеет вид

$$b_2(\alpha, \varphi) = \frac{\pi}{2\alpha(\alpha-1)(\alpha+2)(\alpha+1)^2} \times \\ \times \{2\alpha^4 + 4\alpha^3 + 2\alpha + \eta \cos \varphi (3\alpha^4 + 5\alpha^3 + 2\alpha + 2)\}. \quad (8,34)$$

Формулы (8,33) и (8,34) применимы при тех же условиях, что и формулы (8,17) — (8,19). Здесь есть раскачка поля излучения при  $\eta > 2/3$  и  $\varphi < 0$ . Эту формулу можно использовать для оценки раскачки поля излучения при слабой анизотропии. Однако в данном случае раскачка поля излучения в основном происходит на меньших частотах и в направлениях, обратных направлению движения слабо анизотропного пучка.

Некоторые соображения о применении полученных в этой главе формул будут приведены в гл. 12.

## 9. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ РАССЕЯНИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНАХ

По-видимому, в космических условиях релятивистских протонов больше, чем релятивистских электронов. Следовательно (по крайней мере в некоторых случаях), конверсия при рассеянии на поляризованном заряде релятивистских протонов, которая тоже сопровождается увеличением частоты, может оказаться существенной.

Пока энергия релятивистского иона меньше величины

$$\mathcal{E} \leq m_i c^2 \frac{m_i}{m_e}, \quad (9,1)$$

преобладает нелинейное рассеяние. Вектор проводимости для этого случая был получен в <sup>10</sup>. Приведем сразу окончательное выражение для коэффициента индуцированного излучения при изотропной турбулентности

и изотропном распределении скоростей релятивистских ионов<sup>25</sup>

$$\mu(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{Z^2 \omega_{0e}^4 \pi^2}{4n_e^2} \int_{\mathcal{E}_{кр}}^{\infty} \frac{W_{k_1 k_1} dk_1}{k^4 \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 \mathcal{E}} \Big|_{\omega=\omega_1(\mathbf{k})} \Phi\left(\mathcal{E}, \frac{\omega_1}{k}\right) \mathcal{E}^2 \frac{d}{d\mathcal{E}} f(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad (9,2)$$

$$\Phi\left(\mathcal{E}, \frac{\omega_1}{k_1}\right) = \ln \frac{1 + \frac{\omega_1}{k_1}}{\psi + \frac{\omega_1}{k_1}} + \frac{\psi + \frac{\omega_1}{k_1}}{1 + \frac{\omega_1}{k_1}} - 1, \quad \psi(\mathcal{E}, \omega) = \frac{\omega}{2k_1} \left( \frac{m_i^2 c^4}{\mathcal{E}^2} + \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} \right).$$

Нижний предел интегрирования по энергиям определяется тем же соотношением  $\omega = -k_1 v / \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)$ , откуда минимальная энергия релятивистского иона, способного конвертировать плазменную волну в электромагнитную с данной частотой  $\omega$ , будет

$$\mathcal{E}_{кр}^2 = \frac{m_i^2 c^4}{\frac{2k_1}{\omega} - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2}}. \quad (9,3)$$

Интеграл по энергии в (9,2) вычислим для степенного спектра (8,8) и (8,9), причем будем предполагать, что  $\mathcal{E}_{\min}$  из (9,2) больше  $\mathcal{E}_0$  — нижней границы спектра энергии релятивистских ионов при данном  $\omega$  и всех значений волновых чисел плазменных волн, содержащих заметную часть энергии плазменной турбулентности; получим

$$\mu(\omega) = \frac{(\alpha-1) Z^2 \omega_{0e}}{8\alpha(\alpha+1)} \left(\frac{\omega_{0e}}{\omega}\right)^3 \left(\frac{2k_1}{\omega}\right)^{\frac{\alpha+1}{2}} \frac{W^{\alpha} n_1(\mathcal{E} > \mathcal{E}_{кр})}{n_e^2 m_i c^2}. \quad (9,4)$$

Следует подчеркнуть быстрое уменьшение коэффициента индуцированной конверсии (поглощения) с ростом частоты — примерно как  $\omega^{-\frac{(\alpha+8)}{2}}$ , что при  $\alpha \approx 4$  (наиболее часто встречающийся случай в космических условиях) приводит к частотной зависимости  $\mu \sim \omega^{-6}$ . Поэтому в рассматриваемом случае трудно получить заметную конверсию на высоких частотах.

Формула (9,4) определяет поглощение, имеющее место в плазме с изотропной турбулентностью при изотропно распределенных релятивистских ионах. Если релятивистские ионы образуют анизотропный пучок частиц, то возможна и индуцированная раскачка.

Для оценки инкремента раскачки на заданной частоте можно также воспользоваться формулой (9,4). Если спектр энергии частиц пучка неизвестен, то для самой грубой оценки можно принять  $\alpha \approx 3$  и подразумевать под  $n(\mathcal{E} > \mathcal{E}_0)$  просто полное число релятивистских ионов. Опуская также численный множитель, имеем для инкремента раскачки на частоте  $\omega$

$$\mu(\omega) \approx -\frac{\omega_{0e}^4}{\omega^3} \left(\frac{2\omega_{0e}c}{\omega v_{p0}}\right)^2 \frac{W^l n_i}{n_i^2 m_i c}. \quad (9,5)$$

Здесь имеет место быстрое уменьшение эффекта с увеличением частоты.

Таким образом, конверсия на релятивистских ионах, при достаточном числе последних, может дать и спонтанное и индуцированное излучение (т. е. раскачку в случае анизотропии распределения скоростей релятивистских ионов), но преимущественно на небольших частотах. Впрочем, если плазма низкотемпературная и плотная (велико  $\omega_{0e}$  и мало  $v_{p0}$ ), вполне возможен заметный эффект и на больших частотах.

10. КОНВЕРСИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН  
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРИ ИХ РАССЕЯНИИ  
НА НАДТЕПЛОВЫХ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦАХ

Уже отмечалось, что увеличение частоты при рассеянии на надтепловых и релятивистских частицах может привести к тому, что конверсия даже очень низкочастотных ионно-плазменных, ионно-звуковых, альвеновских и магнитозвуковых волн в электромагнитные будет генерировать излучение в области частот прозрачности плазмы. Здесь мы очень коротко рассмотрим и эту задачу.

Рассеяние ионно-плазменных и ионно-звуковых продольных волн на релятивистских электронах описывается теми же соотношениями, что и рассеяние электронно-плазменных волн, подробно рассмотренное в гл. 8. Следует только под  $k_1$  понимать волновые числа соответствующей турбулентности. Заметим, что в ионно-плазменных волнах величина  $k_1$  может быть еще больше, в  $\sqrt{T_e/T_i}$  раз (по сравнению с лэнгмюровскими волнами), а следовательно, во столько раз дополнительно увеличивается и частота конвертируемого излучения.

Эффект конверсии при рассеянии ионно-звуковых волн, вероятно, невелик, так как коэффициент излучения уменьшается с частотой ионно-звуковых волн  $\omega_s$  как  $\omega_s^2/\omega_{oi}^2$  по сравнению с рассеянием ионно-плазменных волн, а частота  $\omega_s$  в свою очередь уменьшается из-за нелинейного взаимодействия волн.

Впрочем, при рассеянии ионно-звуковых волн на нерелятивистских (но надтепловых) частицах имеет место значительное увеличение сечения. Поэтому, если фазовые скорости ионно-звуковых волн настолько малы, что  $\omega \approx \omega_s v/v_p$  (где  $v$  — скорость рассеивающих частиц) попадает в область прозрачности плазмы, то можно ожидать заметной конверсии.

Приведем здесь формулу для вычисления коэффициента индуцированного излучения (раскачки, если есть анизотропия распределения скоростей надтепловых электронов или поглощения при изотропии надтепловых электронов) для случая изотропной ионно-звуковой турбулентности с плотностью энергии  $W^s$  и средней фазовой скоростью волн  $v_s$  (близкой к скорости звука):

$$\mu(\omega) = \pm \frac{2\pi\omega_{oe}W^s}{n_e^2 m_e v_s^2} \left(\frac{\omega_s}{\omega_{oe}}\right)^2 \left(\frac{\omega_{oe}}{\omega}\right)^5 n \left(v > \frac{\omega}{\omega_s} v_s\right), \quad (10,1)$$

где  $n(v > \omega/\omega_s \cdot v_s)$  — число надтепловых электронов со скоростью  $v$  больше  $\omega v_s/\omega_s$ .

При рассеянии на надтепловых ионах следует в (10,1)  $m_e$  в знаменателе заменить на  $m_i$  и под  $n(>v)$  понимать соответственно число надтепловых ионов со скоростями больше  $v_s\omega/\omega_s$ .

Для конверсии при рассеянии ионно-звуковых волн на релятивистских ионах вместо (10,1) имеем

$$\mu(\omega) = \pm \frac{4\pi\omega_{oe}W^s}{n_i^2 m_i c^3} \left(\frac{\omega_{oe}}{\omega}\right)^3 \left(\frac{2\omega_s c}{\omega v_s}\right)^{1/2} n \left(\mathcal{E} > m_i c^2 \left(\frac{\omega v_s}{2\omega_s c}\right)^{1/2}\right), \quad (10,2)$$

где теперь  $n(\mathcal{E} > \mathcal{E}_0)$  — число релятивистских ионов с энергией больше заданной  $\mathcal{E}_0$ . Конверсия при рассеянии ионно-звуковых волн на релятивистских электронах (комптоновское рассеяние), а также эффекты конверсии альвеновских и магнитозвуковых волн при рассеянии на электронах и ионах еще не рассмотрены.

11. КОНВЕРСИЯ ПРИ СЛИЯНИИ И РАСПАДЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

В гл. 5—10 рассматривалась группа плазменных механизмов излучения, связанная с конверсией плазменных волн при рассеянии на частицах. Теперь рассмотрим вторую группу плазменных механизмов излучения, связанную с нелинейными процессами распада и слияния волн.

Теория этих процессов, в том числе и тех, которые приводят к генерации электромагнитного излучения, рассматривалась очень подробно в обзорах и монографиях. Поэтому мы здесь ограничимся краткой сводкой необходимых для астрофизики формул, тем более, что метод их получения уже был описан в гл. 2—4.

Однако прежде сделаем ряд общих замечаний. При слиянии двух однотипных волн плазменной турбулентности, имеющих небольшие фазовые скорости  $v_p < c$ , генерация электромагнитного излучения возможна только тогда, когда их волновые векторы противоположны по направлению. Если у одной из волн  $v_p \gg c$ , то у второй должно быть  $v_p = c/\sqrt{3}$ . Слияние двух однотипных волн с фазовыми скоростями  $v_p \gg c$  не может генерировать электромагнитное излучение.

Индукированные процессы нелинейного взаимодействия двух однотипных плазменных волн с электромагнитной приводят только к поглощению электромагнитных волн, но нелинейное взаимодействие различных волн может привести и к раскачке поля излучения. А теперь перейдем к конкретным формулам.

а) Слияние двух ленгмюровских плазменных волн на частотах  $\omega_{0e}$  с генерацией электромагнитного излучения на частоте  $2\omega_{0e}$

Этот процесс неоднократно рассматривался и в рамках теории рассеяния на тепловых флуктуациях (см., например,<sup>2</sup>), и в рамках теории нелинейных процессов<sup>3, 7, 8</sup>. Для полного коэффициента излучения в случае изотропной плазменной турбулентности

$$I(2\omega_{0e}) = 2\pi \int I_\omega d\omega = \frac{2\sqrt{3}\omega_{0e}^4}{5\pi n_e m_e c^5} \int F_l^2(\mathbf{k}_1) \frac{dk_1}{k_1^2} \quad (11,1)$$

при  $k_1 \gg \omega/c$ . Оценка коэффициента излучения через  $\langle v_p \rangle$  — среднюю фазовую скорость плазменных волн дает

$$I(2\omega_{0e}) \approx 10 \frac{\omega_{0e} [\langle v_p \rangle]^3}{n_e m_e c^5} [W^l]^2. \quad (11,2)$$

Ширина спектра электромагнитного излучения определяется в первую очередь шириной спектра плазменных волн.

б) Спонтанное излучение при слиянии ленгмюровских и ионно-плазменных или ионно-звуковых волн

Этот процесс тоже неоднократно рассматривался как в рамках теории нелинейных процессов<sup>7, 8</sup>, так и при комбинационном рассеянии ионно-плазменных волн на тепловых флуктуациях<sup>19</sup>. Примерная оценка полного коэффициента излучения дает

$$I(\omega_{0e} - \omega_s) \approx \frac{\omega_{0e} W^l W^s}{n_e m_e c^2 v_{Te}^2} [\langle v_p \rangle]^2; \quad (11,3)$$

здесь  $v_p$  по-прежнему фазовая скорость электронных плазменных волн.

в) Спонтанное излучение при слиянии электронных плазменных волн на частотах  $\omega_{He}$  в плазме с сильным магнитным полем<sup>9</sup>

Полный коэффициент излучения

$$I(2\omega_{He}) = \frac{8\pi^3}{3} \frac{\omega_{0e}^2}{n_e m_e c^3} \int F_h^2(\mathbf{k}_1) dk_1. \quad (11,4)$$

Отсюда следует оценка

$$I(2\omega_{He}) \approx 10^2 \frac{\omega_{0e}^2 [W^h]^2}{n_e m_e c^3 \omega_{He}} \langle v_p \rangle. \quad (11,5)$$

Здесь по-прежнему принято  $v_p \ll c$ , но формула по порядку величины справедлива и при  $v_p \approx c$ .

г) Индуцированная конверсия (поглощение) при распаде электромагнитной волны с  $\omega \approx 2\omega_{0e}$  на две лэнгмюровские

Метод расчета таких процессов описан в гл. 3. Поскольку эта задача еще конкретно не рассматривалась, приведем здесь более подробные соотношения. Входящая в (3,4)  $\delta$ -функция дает связь между волновыми числами электромагнитных и плазменных волн:

$$\begin{aligned} \delta(\omega - \omega^l(\mathbf{k}_1) - \omega^l(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)) &= \delta(\omega - 2\omega_{0e} - \frac{3v_{Te}^2}{2\omega_{0e}}(\mathbf{k}^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)^2)) = \\ &= \delta\left(\omega - 2\omega_{0e} - 3v_{Te}^2 \frac{k_1^2}{\omega_{0e}}\right). \end{aligned} \quad (11,6)$$

Следовательно, излучение на частоте  $\omega$  поглощается плазменными волнами с волновыми числами  $k_1 = \frac{1}{\sqrt{3}v_{Te}} [\omega_{0e}(\omega - 2\omega_{0e})]^{1/2}$ . Вычисляя теперь коэффициент индуцированной конверсии (поглощения), имеем

$$\mu(\omega) = \frac{8\pi^2}{9\sqrt{3}} \frac{\omega_{0e} F_l(\mathbf{k}_1) k_1}{n_e m_e c v_{Te}^2} \Big|_{k_1 = \frac{[\omega_{0e}(\omega - 2\omega_{0e})]^{1/2}}{v_{Te} \sqrt{3}}}. \quad (11,7)$$

При заданном распределении волновых чисел плазменной турбулентности формула (11,7) полностью определяет коэффициент поглощения на всех частотах.

Теперь найдем эффективную температуру излучения конверсии при слиянии. Поскольку выше было определено не  $I_\omega$ , а полный коэффициент излучения  $I = 4\pi \int I_\omega d\omega$ , то при подстановке в (3,7) следует вместо  $\mu(\omega)$  использовать  $4\pi \int \mu(\omega) d\omega$  (для  $k^2$  можно принять значение  $5\omega_{0e}^2/c^2$ ). Окончательно получаем

$$T_{эфф}(\omega) = \frac{9\sqrt{3}}{100\pi} \frac{\omega_{0e}^{3/2} v_{Te}}{(\omega - 2\omega_{0e})^{1/2} c^2} \frac{\int F_l^2 \frac{dk_1}{k_1}}{\int F_l k_1 dk_1}. \quad (11,8)$$

Переходя к фазовым скоростям плазменной турбулентности и принимая оценку

$$\frac{\omega - 2\omega_{0e}}{\omega} \approx \left(\frac{v_{Te}}{v_p}\right)^2, \quad (11,9)$$



получаем

$$T_{эфф} \approx 0,1 \left( \frac{v_p}{c} \right)^2 \left( \frac{v_p}{v_{Te}} \right)^3 W^l D^3, \quad (11,10)$$

где  $D = v_{Te}/\omega_{0e}$  — дебаевский радиус.

Формулы (11,7) и (11,10) позволяют рассчитать комбинационное рассеяние плазменных волн с учетом их поглощения. Для оценки  $F_l(\mathbf{k}_1)$  можно заменить на  $W^l/\Delta k_1$ , где  $\Delta k_1$  — интервал волновых чисел плазменной турбулентности. Полагая  $\Delta k_1 \approx k_1 \approx \omega_{0e}/v_p$ , получаем

$$\mu(\omega) \approx \frac{6\omega_{0e}}{n_e m_e c v_{Te}^2} W^l. \quad (11,11)$$

О применении этих формул см. в гл. 12.

д) Р а с к а ч к а э л е к т р о м а г н и т н ы х в о л н  
 н а ч а с т о т е  $\omega_{0e}$  и з - з а р а с п а д а  
 н а п л а з м е н н у ю и л э н г м ю р о в с к у ю в о л н ы  
 и и о н н о - з в у к о в у ю в о л н у ( п р о ц е с с  $l \rightarrow t + s$ )

Этот нелинейный процесс также подробно рассмотрен в <sup>7, 8</sup>. Электромагнитная волна с частотой несколько больше  $\omega_{0e}$  распадается на плазменную с меньшей частотой и ионно-звуковую. Процесс может протекать только в неизотермической плазме. Оценка коэффициента индуцированного излучения такова:

$$\mu(\omega) = - \frac{\pi}{32} \left( \frac{4m_e}{3m_i} \right)^{1/2} \frac{\omega_{0e} W^l v_p}{n_e m_e v_{Te}^3 v_g} \frac{k_1}{\Delta k_1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{\omega_{0e} W^l v_p^2}{n_e m_e c v_{Te}^4}. \quad (11,12)$$

Сравнение с (5,7) показывает, что этот процесс может конкурировать с раскачкой при рассеянии на ионах в сильно неизотермической плазме.

12. ПЛАЗМЕННЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
 В РАДИОАСТРОНОМИИ

До настоящего времени было опубликовано сравнительно мало работ, в которых обсуждалась возможность использования плазменных механизмов излучения для интерпретации данных радиоастрономических наблюдений. Отнюдь не претендуя на полноту, мы отметим здесь лишь основные направления уже развитых представлений о космических плазменных механизмах излучения и укажем возможности дальнейших исследований, основываясь на изложенной в предыдущих главах теории.

При этом надо подчеркнуть, что анализ «работы» плазменного механизма излучения в тех или иных условиях обязательно должен основываться на обсуждении возможно полного объема наблюдательной информации. В рамках настоящего обзора это невозможно сделать, и поэтому нам часто придется ограничиваться лишь общим описанием.

а) П л а з м е н н ы е м е х а н и з м ы и з л у ч е н и я  
 н а С о л н ц е

Исторически первыми и до сих пор важнейшими применениями плазменных механизмов излучения в астрофизике были работы по интерпретации спорадического радиоизлучения Солнца. Почти сразу было обнаружено, что интенсивность этого излучения во многих случаях намного превышает тепловой лимит, следующий из теории тормозного излучения. И хотя в ряде случаев можно было, по крайней мере качественно, сослаться на

синхротронный механизм, было ясно, что необходимы новые представления о природе спорадического излучения Солнца.

По ряду соображений, как теоретических, так и основанных на интерпретации наблюдательных данных, можно считать доказанным, что в плазме солнечной короны часто развиваются различного рода плазменные неустойчивости (пучки частиц, ударные волны), которые и приводят к появлению в солнечной короне достаточно интенсивной плазменной турбулентности на различных частотах <sup>1, 2, 19, 20</sup>.

Конверсия плазменной турбулентности в солнечной короне в радиоволны и объясняет большую часть явлений спорадического радиоизлучения Солнца. Исследование этой конверсии было начато в работах В. Л. Гинзбурга и В. В. Железнякова (см. <sup>2</sup>). Согласно этим работам существенны три типа конверсии в солнечной короне: регулярная конверсия на плавных неоднородностях плазмы солнечной короны, конверсия при рэлеевском рассеянии плазменных волн на тепловых флуктуациях электронной плотности (на языке нелинейной теории плазмы — конверсия при рассеянии на тепловых ионах) и конверсия при комбинационном рассеянии также на тепловых флуктуациях электронной плотности (слияние плазменной волны турбулентности с плазменной волной тепловых флуктуаций). Во всех рассмотренных случаях вероятность конверсии (отношение потока электромагнитных волн к потоку плазменных волн) порядка  $10^{-7} - 10^{-5}$ .

При интерпретации наблюдательных данных о спорадическом излучении Солнца плотность энергии плазменных волн подбиралась так, чтобы при приведенном выше значении коэффициента конверсии обеспечить наблюдаемый поток радиоизлучения. С другой стороны, зная плотность энергии плазменной турбулентности, можно судить и о характеристиках неустойчивости (например, концентрации частиц в пучке). Разумеется, при этом должны быть объяснены и другие, более тонкие характеристики спорадического излучения Солнца (поляризация, направленность, дрейф по частоте, сложная структура частотного спектра). Мы не можем в рамках настоящего обзора обсуждать эти вопросы и отметим лишь основные трудности и недостатки подобных исследований.

Прежде всего следует подчеркнуть, что до сих пор рассматривалась главным образом прямая спонтанная конверсия плазменных волн в электромагнитные. При этом предполагалось, что можно объяснить любую интенсивность радиоизлучения, просто предположив большую плотность энергии плазменных волн. Очевидно, что это не так. Если оставаться в рамках спонтанной конверсии, то, как уже подчеркивалось в гл. 3, яркостная температура радиоизлучения не может быть больше определенного предела.

В гл. 5 было показано, что при рассеянии на тепловых ионах — это основной механизм конверсии в условиях солнечной короны — предел яркостной температуры спонтанного излучения

$$T_{\text{эфф}} \approx \frac{v_p}{v_{Ti}} T_i \approx 10^{9^\circ}. \quad (12,1)$$

При этом плотность энергии плазменной турбулентности должна быть больше величины ( $\mu \gtrsim 10^{-9} \text{ см}^{-1}$ )

$$W^1 \gtrsim 20 \frac{n_e}{\omega_0 v_p} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ эрг/см}^3, \quad (12,2)$$

что на восемь порядков меньше плотности тепловой энергии в плазме  $nT$  (но не тепловой энергии плазменных волн). Никакое увеличение плотности

плазменной энергии сверх предела (12,2) не увеличит яркостную температуру выше (12,1), если, конечно, оставаться в рамках спонтанного механизма.

Действительно, во многих случаях яркостная температура отдельных явлений спорадического излучения Солнца не превышает  $10^9$  °. Но достаточно часто наблюдается и бóльшая яркостная температура, которая иногда достигает значений порядка  $10^{15}$  °. Очевидно, что в этих случаях имеет место раскачка при индуцированном излучении.

Но даже и без этих замечаний ясно, что индуцированное излучение должно преобладать над спонтанным, как только плотность энергии плазменных пульсаций станет больше предела (12,2), который ненамного больше плотности энергии тепловых пульсаций плазменных волн. Правда, по мере роста фазовых скоростей плазменных волн все больше энергии плазменных волн перекачивается в область частот, очень близких к  $\omega_{0e}$ , что в свою очередь уменьшает и интервал частот, в котором имеет место индуцированное излучение. Но все же, по крайней мере на начальной стадии развития турбулентности, индуцированное излучение должно быть очень эффективным.

Строго говоря, при исследовании индуцированного излучения нельзя считать плотность энергии плазменных волн не зависящей от плотности энергии электромагнитного излучения, поскольку здесь имеет место постоянная перекачка энергии из плазменных волн в электромагнитные и обратно, как только эти плотности энергии станут величинами одного порядка.

Это означает, что в подобном исследовании индуцированной конверсии следует решать самосогласованную задачу возбуждения плазменной турбулентности и перекачки ее энергии в электромагнитное излучение. Пример такой постановки и решения задачи дан в работе <sup>1</sup>, где составлены и решены кинетические уравнения, описывающие возбуждение плазменной турбулентности пучковой неустойчивостью, перекачку энергии вдоль спектра плазменных волн и конверсию — как прямую, так и обратную — плазменных волн в электромагнитные.

В результате решения этих кинетических уравнений на электронно-вычислительной машине были получены спектры плазменной турбулентности и электромагнитного излучения в разные моменты времени, приведенные на рис. 4. Характерное время развития спектров определяется как инкрементом пучковой неустойчивости, так и временем перекачки энергии вдоль спектра.

На рис. 4 видно, что перекачка энергии в область очень больших фазовых скоростей, с одной стороны, приводит к уменьшению выходящего из среды излучения, а с другой стороны, стабилизирует пучок, прекращая дальнейшую генерацию плазменных волн. Однако в конечном счете турбулентность и в области  $k \rightarrow 0$  затухнет из-за влияния столкновений, что позволит возобновиться плазменной неустойчивости на фазовой скорости, близкой к скорости пучка. Такие налагающиеся друг на друга всплески с характерным периодом порядка времени электронно-ионных столкновений действительно наблюдаются в различных видах спорадического излучения Солнца.

Максимальная плотность как плазменной, так и электромагнитной энергии, которая достигается в этом процессе, порядка

$$W \approx W^i \approx 10^2 \left( \frac{v_s}{\Delta v_s} \right)^2 n_s T_e, \quad (12,3)$$

где  $n_s$  — концентрация электронов в пучке, создающем плазменную турбулентность;  $v_s$  — скорость пучка и  $\Delta v_s$  — дисперсия скоростей частиц

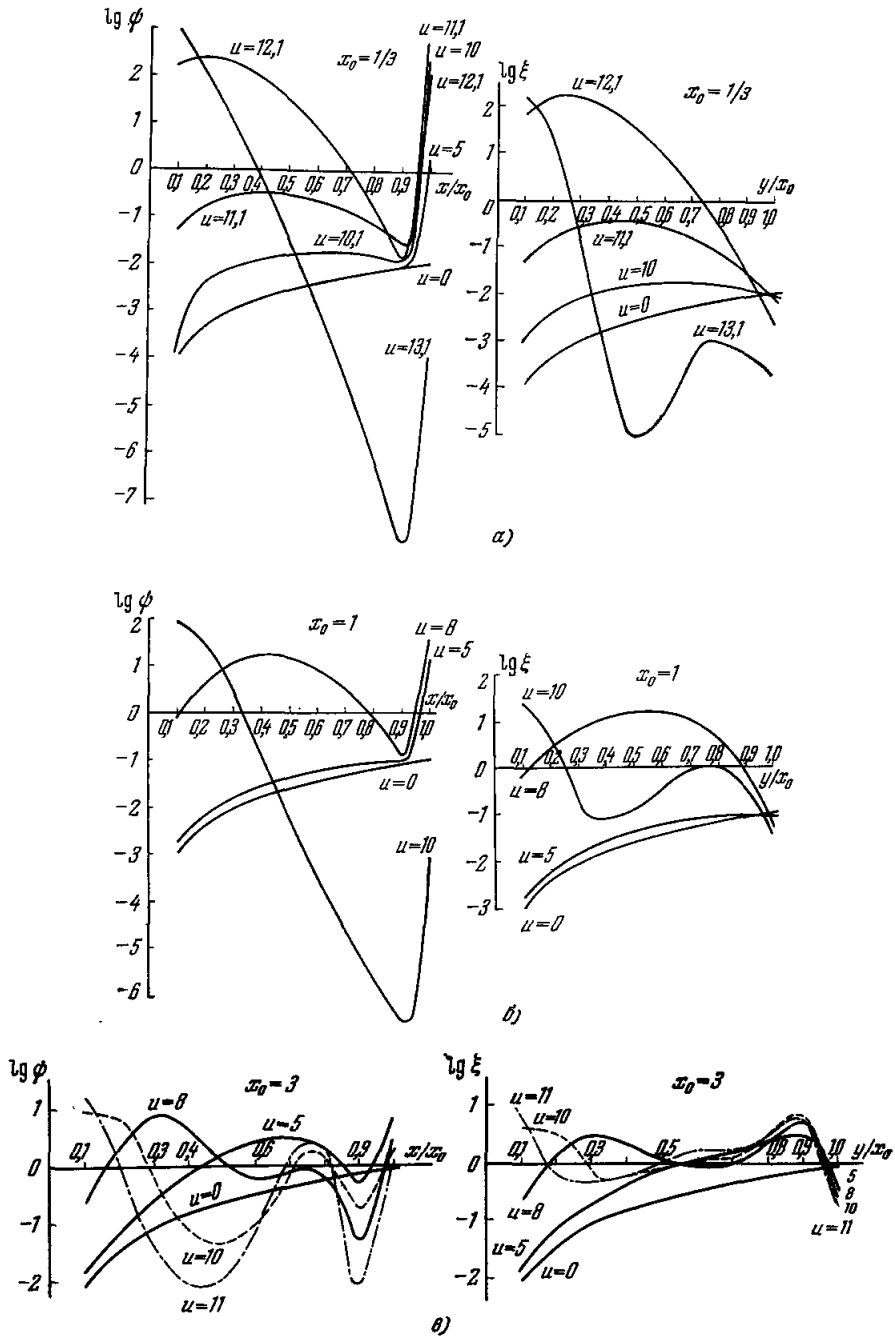


Рис. 4. Спектры плазменной (слева) и электромагнитной (справа) энергии турбулентности, возбужденной пучком частиц в плазме.

По оси абсцисс  $x/x_0$  и  $y/x_0$  — отношение волновых чисел  $k^l$  и  $k^t$  соответственно продольных и поперечных волн к  $\omega_{0e}/v_s$  — волновому числу волн, возбужденных непосредственно пучком. По оси ординат — безразмерные спектральные плотности энергии,  $\Psi$  — отношение спектральной плотности плазменных волн к  $W_0 v_s/\omega_{0e}$ , а  $\xi$  — спектральной плотности электромагнитных волн

к  $\frac{W_0}{\omega_{0e}} v_s$ , где  $W_0 = \frac{9(T_e + T_i)^2}{\sqrt{2\pi} T_e T_i} \frac{n_s m_e v_{Te}^4}{v_s v_{Ti}}$ . Разные кривые соответствуют спектрам

через разные времена  $t$  после начала возбуждения турбулентности.  $u = 2\gamma t$  и  $\gamma$  — инкремент пучковой неустойчивости.

$$x_0 = \frac{4}{3} \frac{v_{Te}^2}{v_{Ti} v_s}. \text{ Подробно этот расчет описан в работе 1.}$$

пучка. Полагая  $T_e \approx 10^{6^{\circ}}$  ( $10^{-10}$  эрг) и  $(N_s/\Delta v_s)^2 \approx 10$ , находим, что даже поток с концентрацией порядка  $10 \text{ см}^{-3}$  создает плотность электромагнитной энергии порядка  $10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>. Согласно формуле (3,4) при  $k_{\min} \approx \approx \omega_{0e}/c$  эта плотность энергии соответствует эффективной температуре порядка  $10^{16} - 10^{17^{\circ}}$ .

Разумеется, эта оценка показывает лишь, что, с одной стороны, учет индуцированного излучения при анализе спорадического излучения совершенно необходим, а с другой стороны, этот эффект снимет и многие трудности в современной интерпретации явлений спорадического излучения Солнца. В частности, приведенный выше пример позволяет согласовать большую интенсивность всплесков солнечного излучения с малым числом выброшенных при этом электронов, зафиксированных космическими ракетами.

Еще одна трудность современных теоретических представлений о спорадическом излучении Солнца заключается в следующем. Согласно так называемой плазменной гипотезе, лежащей в основе всей теории (использованной выше), спорадическое излучение генерируется на плазменной частоте  $\omega_{0e}$  или  $2\omega_{0e}$  в соответствующей области короны. Однако наблюдательная локализация источников спорадического радиоизлучения Солнца показывает, что, как правило, их частота больше чем  $\omega_{0e}$  для той области короны, где находятся источники. Можно, конечно, предположить, что, например, пучки электронов проходят в уплотненной области (корональный луч). Увеличение концентрации может быть объяснено и прохождением ударных волн. Но все же увеличение частоты бывает настолько значительным, что простым предположением о большей плотности плазмы этот эффект объяснить не удастся.

В рамках описываемых здесь плазменных механизмов излучения эту проблему можно разрешить предположением, что конверсия плазменных волн в электромагнитные происходит на электронах или ионах того же пучка, который и создает плазменную турбулентность. Поскольку распределение скоростей частиц неизотропное, здесь имеет место индуцированная конверсия с увеличением частоты.

В подобном предположении есть, однако, одна особенность. Согласно результатам гл. 7 заметное увеличение частоты при рассеянии на надтепловых (но не релятивистских частотах) будет иметь место только тогда, когда фазовые скорости плазменных волн будут заметно меньше скоростей рассеивающих частиц. Между тем сам пучок раскачивает плазменные волны с фазовой скоростью, равной скорости пучка, и из-за рассеяния на тепловых ионах фазовые скорости могут только возрастать.

Эту трудность можно обойти учетом того явления, что при перекачке плазменных волн в неизотропной среде (а пучок создает неизотропность распределения скоростей частиц и в основной плазме) фазовые скорости плазменных волн могут и уменьшаться. Разумеется, необходим детальный расчет возбуждения плазменных волн в плазме с пучком и с учетом влияния пучка на перекачку плазменных волн вдоль их спектра как в сторону больших, так и в сторону меньших волновых чисел, но, по-видимому, здесь можно будет получить условия и для уменьшения фазовых скоростей.

Конверсия плазменных волн с малыми фазовыми скоростями при рассеянии на электронах пучка приведет к излучению больших частот. Коэффициент раскачки дается формулой (7,7), которую можно записать в виде

$$\mu(\omega) \approx -\frac{2\pi n_s \omega_{0e}}{n_e^2 m_e c^3} \left(\frac{\omega_{0e}}{\omega}\right)^3 W^2, \quad (12,4)$$

так как  $v_s/v_p \approx \omega/\omega_{0e}$ . Полагая  $\omega \approx 4\omega_{0e}$  и  $\mu(\omega) \approx 10^{-10} \text{ см}^{-1}$ , найдем условие для раскачки

$$\frac{n_s \omega_{0e} W^l}{n_i^2} \gtrsim 3 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/сек}; \quad (12,5)$$

при  $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$  этому условию трудно удовлетворить, но при  $n_e \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$  (более разреженные области короны) имеем  $n_s W^l \gtrsim 10 \text{ эрг/см}^6$ . Если считать, что плотность энергии плазменных волн, генерируемая пучком, по-прежнему определяется (12,3), то отсюда получаем  $n_s \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$  и  $W^l \approx 10^{-3} \text{ эрг/см}^3$  (при плотности тепловой энергии также  $n_e T \approx 10^{-3} \text{ эрг/см}^3$ ). Вообще говоря, это возможно, хотя концентрация частиц в пучке кажется слишком большой.

Еще раз подчеркиваем, что здесь отмечается только принципиальная возможность эффекта повышения частоты при конверсии на быстрых частицах. Возможно, что более полный анализ или ухудшит условия и сделает этот эффект в применении к спорадическому излучению Солнца нереальным, или, наоборот, позволит облегчить условия, при которых рассматриваемый эффект возможен.

В заключение этого раздела сделаем еще одно замечание. Механизмы, объясняющие спорадическое излучение Солнца, были применены с некоторыми видоизменениями и для интерпретации спорадического излучения Юпитера<sup>2</sup> или очень низкочастотного излучения, генерируемого в магнитосфере Земли. Так как в обоих этих случаях концентрация свободных электронов мала, а магнитное поле, наоборот, может быть достаточно большим, здесь вероятно  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$  и плазменные волны возбуждаются на гирочастотах. Поэтому для анализа конверсии этих волн в электромагнитные следует использовать результаты гл. 6.

Очевидно, что и здесь должна преобладать индуцированная конверсия (особенно для Юпитера, где эффективная температура должна быть очень мала, так как низка и ионная температура). Согласно (6,6) для коэффициента раскачки имеем

$$|\mu(\omega)| \approx \frac{\pi^{1/2}}{12} \frac{\omega_{0e}^2 W^h}{c n_e T \omega_{He}} \approx \frac{e W^h}{H T}. \quad (12,6)$$

Полагая  $\mu > 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ ,  $H = 15 \text{ э}$ ,  $T = 3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$  ( $180^\circ$ ), находим, что в атмосфере Юпитера при всплесках его излучения плотность энергии плазменных волн должна быть  $W^h \gtrsim 3 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ . Если плазменная турбулентность создается пучком, то, учитывая (6,1), находим вместо (11,3)

$$W \approx W^h \approx 10^2 \left( \frac{v_s}{\Delta v_s} \right)^2 \left( \frac{\omega_{0e}}{\omega_{He}} \right)^2 n_s T. \quad (12,7)$$

Отсюда  $n_s \gtrsim 0,3 \left( \frac{\omega_{He}}{\omega_{0e}} \right)^2 \text{ см}^{-3}$ . Трудно сказать что-нибудь определенное о концентрации надтепловых частиц в атмосфере Юпитера. Впрочем, вероятнее всего плазменная турбулентность здесь возбуждается ударными волнами<sup>2, 21</sup>.

#### б) Плазменные механизмы излучения в квазарах

Среди многих проблем, которые поставили квазары перед современной астрофизикой, есть и задача интерпретации быстрой переменности радиоизлучения в сантиметровом и даже миллиметровом диапазонах.

Проблема заключается в следующем. У некоторых квазаров (а, возможно, и у многих) радиоизлучение в миллиметровом и сантиметровом

диапазонах меняется в несколько раз на протяжении нескольких месяцев. Это означает, что излучающая область не может иметь световые размеры, большие этого периода, т. е. порядка  $3 \cdot 10^{17}$  см. С другой стороны, интенсивность их излучения в этом же диапазоне настолько велика, что соответствует плотности электромагнитной энергии до  $1 \text{ эрг/см}^3$  (яркостная температура порядка  $10^{15}$  и даже  $10^{17^\circ}$ ).

Отвлекаясь пока от объяснения переменности излучения, заметим следующее. Если механизм излучения спонтанный, то энергия излучающих частиц должна быть порядка  $10^{11}$ – $10^{13}$  эв или больше. С другой стороны, синхротронное излучение таких электронов попадет в миллиметровый диапазон (не говоря уже о сантиметровом), только если напряженность магнитного поля порядка  $3 \cdot 10^{-8}$  э, что уже маловероятно. Кроме того, требуется слишком много релятивистских частиц, чтобы создать оптическую толщину, сравнимую с единицей.

Сочетание anomalно слабого магнитного поля со столь же anomalно большим числом релятивистских электронов огромной энергии и делает неприемлемой гипотезу о спонтанном синхротронном излучении<sup>14</sup>. В работе<sup>14</sup> было предложено интерпретировать радиоизлучение переменных квазаров при помощи конверсии плазменных волн на гирочастотах в электромагнитные. Поскольку частоты очень велики, приходится принимать сильное магнитное поле ( $H \approx 200$  э). В этой работе рассматривалась только спонтанная конверсия; очевидно, что она ни в коем случае не может объяснить огромную яркостную температуру, так как предел эффективной температуры  $T_i v_p/v_{Ti} \approx 10^8$ ° (в квазарах, вероятно,  $T_i \approx 10^4$ °).

Возможна, конечно, индуцированная конверсия на гирочастотах. В самом деле, полагая в (11,6)  $\mu \gtrsim 10^{-17} \text{ см}^{-1}$ ,  $T \approx 10^{-12} \text{ эрг}$ ,  $H \approx 200$  э, получаем, что уже при энергии  $W^h \gtrsim 2 \cdot 10^{-18} \text{ эрг/см}^3$  оптическая толщина среды больше единицы. Но различие между полученным значением  $W^h$  и наблюдаемой плотностью электромагнитной энергии здесь слишком велико, чтобы получить согласованные значения. Для возбуждения подобной турбулентности потоком частиц требуется их концентрация, согласно (11,7),  $n_s \approx 10^8 (\omega_{He}/\omega_{0e})^2 \text{ см}^3$ , что также исключено.

Значительно эффективнее механизм синхротронной неустойчивости<sup>16</sup> — индуцированное излучение на частоте (8,23). Преимущества этого механизма определяются тем, что он не требует наличия плазменной турбулентности и анизотропии в распределении скоростей релятивистских частиц. Однако здесь есть и существенные недостатки. Во-первых, для раскачки на миллиметровых и сантиметровых волнах требуется либо очень большая концентрация основной плазмы (а следовательно, и ее высокая температура, ибо иначе велик коэффициент тормозного поглощения), либо очень слабое магнитное поле. Во-вторых, нужно много релятивистских электронов, чтобы оптическая толщина в области раскачки была сравнимой с единицей, а именно

$$n \left( \mathcal{E} > m_e c^2 \frac{5\omega_{0e}}{3\omega_{He}} \right) \gtrsim \frac{40H}{eL} \left( \frac{\omega_{0e}}{\omega_{He}} \right)^5 \approx \frac{n_e^{5/2}}{30H^4 L}, \quad (12,8)$$

где  $L$  — размер среды<sup>23</sup>. Для типичного переменного квазара  $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $H \approx 6 \cdot 10^{-2}$  э и  $n (> 450 \text{ Мэв}) \approx 2,510^7 \text{ см}^{-3}$ . Эти значения достаточно велики. Более благоприятная комбинация значений  $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $H \approx 0,6$  э и  $n (> 150 \text{ Мэв}) \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Но и при этих условиях слишком велика концентрация быстрых частиц.

С нашей точки зрения наиболее эффективным механизмом для интерпретации радиоизлучения переменного квазара является индуцированная

конверсия плазменных волн в электромагнитные при их рассеянии на пучке релятивистских электронов (гл. 8). Для оценки эффекта воспользуемся формулами (8,29) и (8,30).

Примем следующие значения параметров. Пусть  $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ ; тогда  $\omega_{0e} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ , и для генерации частоты  $\omega \approx 10^{11} \text{ сек}^{-1}$  необходимо излучение под углом  $\vartheta \approx 0,5 \sqrt{c/v_p}$ . Если  $c \approx v_p$ , то  $\vartheta \approx 6^\circ$ . Полагая в (8,30)  $\alpha = 4$  и  $|\mu| \gtrsim 10^{-17} \text{ см}^{-1}$ , получаем

$$W^l n (\mathcal{E} > 10 m_e c^2) \gtrsim 10^{-2} \text{ эрг/см}^3. \quad (12,9)$$

Плотность энергии плазменных колебаний, вероятно, не превышает плотности тепловой энергии, т. е.  $W^l \leq n_e T \approx 10^{-4} \text{ эрг/см}^3$ . Поэтому достаточно  $\sim 10^2$  электронов с очень небольшой энергией порядка  $10^7 \text{ эв}$  в  $1 \text{ см}^3$ , чтобы обеспечить раскачку поля излучения при индуцированной конверсии на релятивистских электронах. Эти значения можно еще улучшить, если предположить, что фазовая скорость плазменных волн заметно меньше скорости света. Наконец, если температура плазмы в области генерации переменного излучения больше  $10^4 \text{ }^\circ$  (что вполне возможно), то можно увеличить  $W^l$  и соответственно уменьшить концентрацию релятивистских частиц.

Основной целью сделанных замечаний было указание на важность плазменных механизмов излучения для интерпретации явлений в квазарах. Разумеется, необходим всесторонний учет всех наблюдательных данных, а также решение теоретической самосогласованной задачи о возбуждении релятивистским пучком плазменной турбулентности с учетом конверсии на частицах самого пучка.

В заключение остается еще раз отметить, что в этой главе затронуты лишь некоторые проблемы применения плазменных механизмов излучения в астрофизике. Можно еще упомянуть источник небольшого размера в Крабовидной туманности, вспыхивающие звезды и т. п. Наконец, существенна для плазменных механизмов и их связь с плазменным же рассеянием электромагнитных волн <sup>24, 22</sup>.

#### в) Проблемы использования плазменных механизмов излучения в астрофизике

Пожалуй стоит сказать и о ряде проблем, возникающих при использовании плазменных механизмов излучения. Во-первых, несомненно, что плазменная турбулентность, так же как и синхротронное излучение для релятивистских электронов, приводит к степенным спектрам излучения, если спектры релятивистских электронов являются степенными, причем имеется та же связь между показателем степени в энергетическом спектре и спектральным индексом, что и для синхротронного излучения. Любопытно также сопоставить потери энергии электрона на плазменные механизмы излучения и на синхротронное излучение. Сумма этих потерь имеет вид

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{16\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^3} \frac{\mathcal{E}^2}{m_e^2 c^4} \left( \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{6} W^l \right). \quad (12,10)$$

Таким образом, можно сказать, что турбулентность плазмы играет роль некоторого эффективного магнитного поля. Излучение оказывается возможным и при  $H = 0$ . Существенным, однако, является вопрос, почему релятивистские электроны должны иметь степенной спектр. По-видимому, эта проблема упирается в механизмы ускорения релятивистских электронов. В этой проблеме важную роль играет плазменная турбулентность <sup>13</sup>.



Вместе с тем такая турбулентность может возбуждаться интенсивным радиоизлучением, обязанным своим происхождением релятивистским электронам. Таким образом, круг как бы замыкается и появляется возможность постановки и решения самосогласованной задачи о распределении релятивистских электронов и возбуждаемого ими электромагнитного излучения. По-видимому, решение такой задачи могло бы дать информацию о параметре  $\delta l W/H^2$  в различных радиоисточниках по значению спектрального индекса их радиоизлучения<sup>33</sup>. Так как магнитное поле может быть оценено независимо, тем самым появится возможность оценки такого важного параметра, как плотность энергии плазменной турбулентности.

Во-вторых, плазменные механизмы, позволяющие легко объяснить быстропеременность радиоизлучения ряда источников, будучи применены к стационарно излучающим источникам, вызывают вопрос о природе такой стационарности. По-видимому, такая стационарность, если она имеет место, может быть аналогичной стационарной турбулентности, требующей непрерывного потока энергии вдоль спектра. По-видимому, возможна такая ситуация, когда главным механизмом диссипации турбулентности будет превращение турбулентной энергии в электромагнитное излучение. Такая возможность имеется в сильном магнитном поле  $\omega_{He} \gg \omega_{0e}$ .

В-третьих, наконец, для более полного понимания природы плазменных механизмов имеет значение выяснение вопроса о распределении турбулентной энергии по волновым числам турбулентных пульсаций. Пример такого расчета дан в<sup>26</sup>. Механизм установления стационарного спектра турбулентности в плазме имеет ряд общих черт с механизмом стационарной турбулентности жидкостей. Он связан с генерацией колебаний в одной области волновых чисел турбулентных пульсаций, их перекачки в другую область волновых чисел, где они гибнут из-за различных механизмов диссипации<sup>26</sup>.

Надо думать, что решение отмеченных проблем даст дополнительные сведения для интерпретации излучения космических объектов, а также информацию о характере турбулентности плазмы в космических условиях.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

*Дополнение при корректуре.* В работе<sup>34</sup> нами получена удобная для оценок, однако достаточно грубая формула, позволяющая оценить раскачку электромагнитных волн (мазер-эффект) в турбулентной плазме только по наблюдаемому значению плотности энергии электромагнитного излучения. Оценки показывают, что, используя лишь наблюдательные данные, можно утверждать о наличии мазер-эффекта при конверсии плазменных волн на релятивистских электронах в квазарах и других объектах, имеющих большую мощность излучения.

В<sup>33</sup> дан расчет эффектов конверсии на релятивистских электронах на полных с  $v_p \gg c$  (в настоящем обзоре  $v_p \ll c$ ). В этом случае спектр излучения перестает зависеть от распределения турбулентности по волновым числам. Полные потери энергии электронов определяются (12,10), где  $W$  — полная энергия турбулентности, включающая  $v_p \ll c$  и  $v_p > c$ . Распределение турбулентных пульсаций с максимумом при  $v_p \gg c$  возможна, согласно<sup>26</sup>, при интенсивной турбулентности.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрон. ж. 44, 1194 (1967).
2. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964.
3. И. А. Ахизер, И. Л. Данелия, Н. Л. Цинцадзе, ЖЭТФ 46, 300 (1964).

4. R. E. A a m o n d, W. E. D r u m m e n d, Phys. Fluids 7, 1816 (1964).
  5. D. A. T i d m a n, Phys. Rev. 117, 366 (1960).
  6. И. А. А х и е з е р, А. Г. С и т е н к о, И. Г. П р о х о д а, ЖЭТФ 33, 750 (1957).
  7. В. Н. Ц ы т о в и ч, Нелинейные эффекты в плазме, М., «Наука», 1967.
  8. В. Н. Ц ы т о в и ч, УФН 90 (1), 435 (1966).
  9. В. Н. Ц ы т о в и ч, С. А. К а п л а н, Астрон. ж. 45, 777 (1968).
  10. А. Г а й л и т и с, В. Н. Ц ы т о в и ч, ЖЭТФ 46, 1726 (1964); ЖЭТФ 47, 1468 (1964); Изв. вузов (Радиофизика) 6, 1190 (1964).
  11. В. Н. Ц ы т о в и ч, А. Б. Ш в а р ц б у р г, ЖЭТФ 36, 1915 (1966).
  12. Н. С а х о к и я, В. Н. Ц ы т о в и ч, Ядерный синтез (1968).
  13. В. Н. Ц ы т о в и ч, УФН 89 (1), 89 (1965).
  14. В. Л. Г и н з б у р г, Л. М. О з е р н о й, Изв. вузов (Радиофизика) 9 (2), 221 (1966).
  15. С. Б. П и к е л ь н е р, Астрон. ж., 44, 915 (1967).
  16. В. В. Ж е л е з н я к о в, Астрон. ж. 44, 42 (1967).
  17. С. А. К а п л а н, Астрон. ж. 44, 521 (1967).
  18. Л. М. К о в р и ж н ы х, В. Н. Ц ы т о в и ч, ЖЭТФ 46, 2212 (1964).
  19. В. В. З а й ц е в, Астрон. ж. 43, 1148 (1966).
  20. В. В. З а й ц е в, Астрон. ж. 44, 490 (1967).
  21. В. В. З а й ц е в, С. А. К а п л а н, Астрофизика 2, 169 (1966).
  22. В. Ю. Т р а х т е н г е р ц, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 1819 (1968).
  23. С. А. К а п л а н, Астрофизика 2, 409 (1966).
  24. С. А. К а п л а н, В. Н. Ц ы т о в и ч, Астрофизика 4 (3), 337 (1968).
  25. С. А. К а п л а н, В. Н. Ц ы т о в и ч, Astrophys. and Space Sci. 2, № 1 (1969).
  26. С. Б. П и к е л ь н е р, В. Н. Ц ы т о в и ч, ЖЭТФ 55, 977 (1968).
  27. Б. Б. К а д о м ц е в, в сб. «Вопросы теории плазмы», т. 4, М., Атомиздат, 1964.
  28. В. Л. Г и н з б у р г, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1966.
  29. В. Д. Ш а ф р а н о в, в сб. «Вопросы теории плазмы», т. 3, М., Атомиздат, 1963.
  30. А. И. А х и е з е р, И. А. А х и е з е р, Р. В. П о л о в и н, А. Г. С и т е н к о, К. Н. С т е п а н о в, Коллективные колебания в плазме, М., Атомиздат, 1964.
  31. Е. К. З а в о й с к и й, Л. И. Р у д а к о в, Физика плазмы (Коллективные процессы в плазме и турбулентный нагрев), М., Изд-во «Знание», 1967.
  32. А. А. Г а л е е в, В. И. К а р п м а н, Р. З. С а г д е е в, Ядерный синтез 5, 20 (1965).
  33. В. Н. Ц ы т о в и ч, А. С. Ч и х а ч е в, Индуцированный комитон-эффект на плазменных и электромагнитных волнах в астрофизических условиях, Препринт ФИАН, № 154, 1968.
  34. С. А. К а п л а н, В. Н. Ц ы т о в и ч, Астрон. ж., № 1 (1968).
-