

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 245

ТЕПЛОВАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ ПЛАЗМЫ
И КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ВБЛИЗИ ЛЕНГМОРОВСКОЙ ЧАСТОТЫ

Генкин Л.Г.
Ерухимов Л.М.
Левин Б.Н.

Горький 1987

ТЕПЛОВАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ ПЛАЗМЫ И КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЛЕНГМОРОВСКОЙ ЧАСТОТЫ/препринт № 245.
- Горький, НИРФИ. - 1987. - 30 с.

УДК 533.951

Рассмотрено образование в плазме в условиях развитой ленгморовской турбулентности мелкомасштабной стратификации плотности вследствие теплового или стрикционного расслоения. Показано, что в этом случае спектр флуктуаций концентрации плазмы $\Phi_N(\vec{\alpha})$ вблизи нулевой частоты отличается от теплового. В гидродинамическом приближении получено выражение для спектра $\Phi_N(\vec{\alpha})$. Показано, что конверсия плазменных волн в электромагнитные на регулярных неоднородных структурах может приводить к излучению с эффективной температурой порядка температуры плазменной турбулентности. Рассмотрены свойства такого излучения с точки зрения интерпретации характеристик радиовсплесков I типа и излучения типа "опайки". Исследована эффективность конверсии плазменных волн в электромагнитные в условиях генерации всплесков IV типа. Установлено, что для анизотропного спектра ленгморовской турбулентности в источнике генерация континуального излучения корональных магнитных арок на основном тоне более эффективна, чем на второй гармонике плазменной частоты.

В плазменных механизмах солнечного радиоизлучения в качестве причины излучения вблизи основного тона плазменной частоты (ω_p) обычно рассматривается трансформация плазменных (ω) волн в электромагнитные (ω) на тепловых флуктуациях плотности плазмы (см., например, [1 + 3]). В условиях развитой турбулентности, когда становится сравнительно высоким и уровень низкочастотных волн в плазме, последние могут играть определяющую роль в конверсии [4, 5]. Однако существует и третья причина конверсии вблизи основного тона ленгмювской частоты, обусловленная тем, что плазменные волны могут образовывать стоячие структуры. Затухание волн в стоячих структурах и последующая термодиффузия приводят к образованию квазистационарных неоднородностей, сильно вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля. К образованию неоднородностей с произвольным соотношением масштабов приводит стрижонное давление в подобных стоячих структурах. Кинематические условия конверсии, для таких неоднородностей в частности, хорошо выполняются в условиях генерации плазменной турбулентности в замкнутых магнитных конфигурациях типа корональных арок. То есть эффекты, являющиеся предметом настоящего исследования, могут иметь место в источниках солнечного радиоизлучения, таких как вспышечные арки, шумовые бури всплесков I спектрального типа и континуальные всплески IV типа, а также в источниках радиоизлучения, расположенных в магнитосферах Земли или других планет.

При инжекции в корональную арку надтепловых электронов плазменные волны, как принято считать, возбуждаются вследствие развития конусной неустойчивости [2, 3, 6]. Стационарное состояние системы при этом определяется балансом между скоростями инжекции и высыпания надтепловых частиц и между скоростями нарастания и поглощения плазменных волн. Плазменные волны в арке возбуждаются изотропно по азимутальному углу φ , почти перпендикулярно относительно направления магнитного поля \vec{H} , т.е. их волновые числа $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ [6].^{*)} При этом любые две волны с близкими фазами, с одинаковыми по модулю волновыми векторами, направленными под одним и тем же полярным углом θ_0 к направлению магнитного поля, но с разными по величине азимутальными углами, являются встречными по одному из направлений, перпендикулярному магнитному полю. Эти две волны образуют стоячую структуру поперек магнитного поля с характерным волновым числом $\alpha = 2k_{\perp} \sin \frac{\varphi' - \varphi}{2}$. Здесь φ, φ' — азимутальные углы волн. Затухание плазменных волн на электронах основной плазмы как столкновительное, так и бесстолкновительное, приводит к нагреву электронной компоненты в пучностях и вытеснению её к узлам стоячей структуры.

I. В гидродинамическом приближении уравнение теплопроводности для возмущения температуры $\delta T_e = T_e - T_0$ в электронной компоненте основной плазмы имеет вид

$$N_0 \frac{\partial \delta T_e}{\partial t} - \text{div}(\hat{\chi}_e \nabla \delta T_e) = Q - \delta_{ei} \nu_{ei} N_0 \delta T_e. \quad (I)$$

Здесь N_0, T_0 — концентрация и средняя температура основной плазмы, $\hat{\chi}_e$ — тензор электронной теплопроводности, ν_{ei} — частота столкновений и $\delta_{ei} = 2m/M$ — доля энергии, теряемая при столкновении электрона с ионом, m, M — их массы, $Q = \frac{1}{2\pi} \int (\vec{E} \vec{j}^*) dt$ — средний по времени $\tau \gg 2\pi/\omega$ нагрев, электронной компоненты, связанный с затуханием плазменных волн (\vec{E} и \vec{j} — напряжённость электрического поля и плотность тока в плазменных волнах). Согласно вышесказанному, нас будет интересовать стоячая структура, образованная двумя "встречными по одному направлению" волнами, для которой $\vec{k} - \vec{k}' = \vec{\alpha}$. Перейдём в урав-

^{*)} В дальнейшем, где это возможно, индексы, обозначающие моду волны, будем опускать. Составляющие векторных и тензорных величин определяются относительно направления магнитного поля (кроме отдельно оговариваемых случаев, как в формуле (20)).

нения (I) к пространственным Фурье-компонентам

$$N_0 \frac{\partial}{\partial t} (\delta T_{\vec{x}}) + (\alpha_{\parallel}^2 \chi_{e_{\parallel}} + \alpha_{\perp}^2 \chi_{e_{\perp}} + \delta_{ei} \nu_{ei} N_0) \delta T_{\vec{x}} = Q_{\vec{x}}, \quad (2)$$

где

$$Q_{\vec{x}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int Q(\vec{r}) \exp(-i\vec{x}\vec{r}) d^3r. \quad (3)$$

Решение уравнения (2) имеет простой вид:

$$\frac{\delta T_{\vec{x}}}{T_0} = \frac{1 - \exp\{-\delta_{3\Phi} \nu_{ei} t\}}{\delta_{3\Phi} \nu_{ei} N_0 T_0} Q_{\vec{x}}, \quad (4)$$

где $\delta_{3\Phi} = \beta_e^2 \alpha_{\perp}^2 + l_{cs}^2 \alpha_{\parallel}^2 + \delta_{ei}$ — функция, описывающая уход тепла из области нагрева электронов, первые два слагаемых связаны с потерями вследствие теплопроводности поперёк и вдоль магнитного поля, последнее слагаемое — с передачей тепла ионам. При интегрировании (2) использовали известные выражения для компонент тензора теплопроводности

$$\chi_{e_{\perp}} \approx N_e \beta_e^2 \nu_{ei}, \quad (5')$$

$$\chi_{e_{\parallel}} \approx N_0 \nu_{Te}^2 / \nu_{ei}, \quad (5'')$$

где $\beta_e = \nu_{Te} / \omega_n$ — электронный гиоррадиус, ω_n — гирочастота, ν_{Te} — тепловая скорость электронов, $l_{cs} = \nu_{Te} / \nu_{ei}$ — длина свободного пробега. В дальнейшем нас будут интересовать времена много большие характерного времени нагрева

$$t \gg (\delta_{3\Phi} \nu_{ei})^{-1}. \quad (6)$$

Поскольку в полностью ионизованной плазме давление сохраняется, выражение (4) определяет и $\delta N_{\vec{x}} / N_0$:

$$\frac{\delta N_{\vec{x}}}{N_0} = \frac{\delta T_{\vec{x}}}{T_0} = \frac{Q_{\vec{x}}}{2 \delta_{3\Phi} \nu_{ei} N_0 T_0}. \quad (7)$$

Опираясь на (7), найдём спектр флуктуаций плотности :

$$\Phi_n(\vec{\alpha}) = \int \langle \delta N_{\vec{\alpha}} \delta N_{\vec{\alpha}'}^* \rangle d^3 \alpha' \quad (8)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю. Подставим (7), (4) и (3) в выражение (8) и, разложив одновременно поле и ток в источнике нагрева в интеграл Фурье по плоским волнам, получим

$$\begin{aligned} \Phi_n(\vec{\alpha}) = & \frac{N_0^2}{4\pi\tau} \operatorname{Re} \int dt dt' \cdot e^{-i(\omega-\omega')t} e^{-i(\omega''-\omega''')t} \times \\ & \times \int \frac{d^3 \alpha'}{\delta_{\text{эф}}(\vec{\alpha}) \delta_{\text{эф}}(\vec{\alpha}') \nu_{ei}(N_0 T_0)^2} \cdot \frac{\epsilon_e^2}{(2\pi)^6} \int d^3 k d\omega d^3 k' d\omega' d^3 k'' d\omega'' d^3 k''' d\omega''' \\ & \langle \vec{E}_{\vec{k},\omega} \vec{E}_{\vec{k}',\omega'}^* \vec{E}_{\vec{k}'',\omega''} \vec{E}_{\vec{k}''',\omega'''}^* \rangle e^{i(\vec{k}-\vec{k}'-\vec{\alpha})\vec{r}} e^{i(\vec{\alpha}-\vec{k}''+\vec{k}''')\vec{r}} d^3 r d^3 r'. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь ϵ_e — электронная проводимость плазмы. Для турбулентных полей $\langle \vec{E}_{\vec{k},\omega} \rangle = 0$, поэтому среднее четырёх полей разбивается на сумму произведений средних от пар полей во всевозможных сочетаниях [7] :

$$\begin{aligned} \langle \vec{E}_{\vec{k},\omega} \vec{E}_{\vec{k}',\omega'}^* \vec{E}_{\vec{k}'',\omega''} \vec{E}_{\vec{k}''',\omega'''}^* \rangle = & \frac{(\vec{k} \vec{k}') (\vec{k}'' \vec{k}''')}{k k' k'' k'''} \langle E_{\vec{k},\omega} E_{\vec{k}',\omega'}^* \rangle \times \\ & \times \langle E_{\vec{k}'',\omega''}^* E_{\vec{k}''',\omega'''} \rangle + \frac{(\vec{k} \vec{k}'') (\vec{k}' \vec{k}''')}{k k' k'' k'''} \langle E_{\vec{k},\omega} E_{\vec{k}'',\omega''}^* \rangle \langle E_{\vec{k}'',\omega''} E_{\vec{k}',\omega'}^* \rangle + \\ & + \frac{(\vec{k} \vec{k}''') (\vec{k}' \vec{k}'')}{k k' k'' k'''} \langle E_{\vec{k},\omega} E_{\vec{k}''',\omega'''} \rangle \langle E_{\vec{k}',\omega'}^* E_{\vec{k}'',\omega''}^* \rangle. \end{aligned}$$

(10)

В предположении случайных фаз волн турбулентность представляет

собой однородное и изотропное случайное поле, поэтому амплитуды полей дельта-коррелированы :

$$\langle E_{\vec{k}, \omega} E_{\vec{k}', \omega'}^* \rangle = 4\pi W_{\vec{k}} \delta(\vec{k} - \vec{k}') \delta(\omega - \omega') \delta(\omega - \omega(\vec{k})). \quad (II)$$

Здесь $\delta(\vec{k})$ - трёхмерная, $\delta(\omega)$ - одномерная дельта-функции Дирака, $W_{\vec{k}}$ - спектральная плотность энергии плазменных волн. Используя (I0) и (II), из (9) получим вид спектра флуктуаций плотности :

$$\Phi_N(\vec{x}) = \left(\frac{2J E_e}{\delta_{эф} v_{ei} T_0} \right)^2 \left\{ W^2 \delta(\vec{x}) + 2 \int W_{\vec{k}} W_{\vec{k}-\vec{x}} d^3k \right\}, \quad (I2)$$

где W - плотность энергии плазменных волн.

Приближение случайных фаз справедливо на временах, превышающих время корреляции турбулентных полей $\tau_{кор}$. В обратном случае ,

$$t < \tau_{кор}, \quad (I3)$$

волновые поля в (9) можно считать детерминированными, т.е. представляющими из себя узкие (в фазовом пространстве) волновые пакеты с близкими начальными фазами. Ширина пакета определяется либо конечностью пути ($\sim \tau_{кор}$), либо внешней неоднородностью системы. Слабое взаимодействие волн или затухание определяют "уход фазы" за характерное время $\tau_{кор}$ (см. например, /8/).

В этом приближении, очевидно, отличны от нуля не только усреднённая квадратичная комбинация, но и средняя во времени амплитуда флуктуаций $\langle \delta N_{\vec{x}} \rangle$. Согласно (7) ,

$$\begin{aligned} \frac{\langle \delta N_{\vec{x}} \rangle}{N_0} &= \frac{1}{2 \delta_{эф}(\vec{x}) v_{ei} N_0 T_0} \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} dt e^{-i(\omega - \omega')t} \cdot \\ &\cdot \frac{E_e}{(2\pi)^3} \int d^3k d\omega d^3k' d\omega' \sum E_{\vec{k}, \omega} E_{\vec{k}', \omega'} \frac{(\vec{k} \vec{k}')}{k k'} \cdot \\ &\cdot e^{i(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{x}) \cdot \vec{r}} d^3r. \end{aligned} \quad (I4)$$

В правой части (I4) имеется в виду суммирование по парам волновых пакетов с близкими фазами. Учтём для пакетов волн дисперсионную зависимость $\omega_e = \omega_e(k)$, т.е. представим

$$E_{\vec{r}, \omega} = E_{\vec{r}} \delta(\omega - \omega(k)). \quad (I5)$$

Кроме того возьмём интеграл по $d^3 r$:

$$\frac{1}{(4\pi)^3} \int \exp\{i(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{\alpha})\vec{r}\} d^3 r = \delta(\vec{k} - \vec{k}' - \vec{\alpha}). \quad (I6)$$

Уравнение (I4) при этом примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\delta N_{\vec{k}}}{N_0} = & \frac{\tilde{\sigma}_e^*}{2 \delta_{\text{эф}}(\vec{\alpha}) 4\pi N_0 T_0} \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt d^3 k d^3 k' \delta(\vec{\alpha} - \vec{k} + \vec{k}') \times \\ & \times \sum E_{\vec{r}} E_{\vec{r}}^* \cos(\varphi_k - \varphi_{k'}) e^{-i\omega(k)t + i\omega(k')t}. \end{aligned} \quad (I7)$$

Умножим уравнение (I7) почленно на $e^{i\vec{\alpha}\vec{r}}$ и проинтегрируем по $d^3 r$:

$$\begin{aligned} \frac{\delta N}{N_0} = & \frac{1}{2 \delta_{\text{эф}}(\vec{\alpha}) 4\pi N_0 T_0} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt d^3 k d^3 k' \cos(\varphi_k - \varphi_{k'}) \times \\ & \times \sum E_{\vec{r}} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega(k)t} E_{\vec{r}}^* e^{-i\vec{k}'\vec{r} + i\omega(k')t}. \end{aligned} \quad (I8)$$

Здесь подставили значение проводимости в высокочастотном пределе $\tilde{\sigma}_e = \nu_{ei}/4\pi$, $\vec{\alpha}$ — фиксированное значение $\vec{\alpha}$. Предполагая, что пакетов с близкими фазами достаточно много, чтобы рассматривать спектр в правой части (I8) как сплошной, можно представить

$$\frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt E_{\vec{r}} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega(k)t} [E_{\vec{r}}^* e^{-i\vec{k}'\vec{r} + i\omega(k')t}]^* =$$

$$= 4\pi W_{\vec{k}} \delta(k - k') \delta(\theta_k - \theta_{k'}) \delta(\varphi_k + \varphi_{k'}) . \quad (19)$$

Здесь $W_{\vec{k}}$ — спектральная плотность энергии турбулентности, θ — угол \vec{k} с направлением магнитного поля, а φ — угол \vec{k} относительно направления, перпендикулярного \vec{x} . Из (18) при этом легко получить

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{W_{nl}}{4\pi \delta_{эф}(\vec{x})} . \quad (20)$$

Здесь $W_{nl} = W / N_0 T_0$, $W = \int W_{\vec{k}} d^3k$. При получении (20) учли также изотропию спектра волн по углу φ .

Для развитой плазменной турбулентности, т.е. турбулентности стационарной, спектр которой установился, затухание отдельной волны, связанное со столкновениями или распадом, компенсируется подпиткой за счёт биений. Возникающая при этом волна, очевидно, может быть не коррелирована с первой, что естественно интерпретировать как сбой фазы (см., например, /9/). Отсюда следует оценка времени корреляции

$$\tau_{кор} \approx \min \left\{ 2/\nu_{ei} ; 1/\gamma_{нел}^{l \rightarrow l'} \right\} , \quad (21)$$

где $\gamma_{нел}^{l \rightarrow l'}$ — инкремент нелинейного рассеяния плазменных волн. В течение этого времени отдельно взятая волна занимает область пространства /9/

$$L \approx \tau_{кор} v_{гр}^l , \quad (22)$$

где $v_{гр}^l$ — групповая скорость плазменных волн. Эта величина и определяет размер области однородного нагрева вдоль поля $L_n \sim \tau_{кор} v_{гр}^l$. Для нелинейного рассеяния плазменных волн на тепловых флуктуациях плазмы /10/ +)

+) Имеется в виду индуцированное рассеяние, поскольку оценки спонтанного рассеяния для характерных значений параметров свидетельствуют о его слабости по сравнению со столкновительным затуханием.

$$\nu_{\text{нел}}^{l \rightarrow l'} \sim \frac{\beta^2}{8} \nu_p \delta_{ei} \frac{\nu_\phi^2}{\nu_{Te}^2} W_{\text{пл}}, \quad (23)$$

где $\nu_\phi = \omega_p / k$ - фазовая скорость плазменных волн. Выражение (21), таким образом, принимает вид

$$\tau_{\text{кор}} \sim \begin{cases} 2/\nu_{ei} & \text{при } W_{\text{пл}} \leq \tilde{W}_{\text{пл}} \\ 1/\nu_{\text{нел}}^{l \rightarrow l'} \approx W_{\text{пл}}^{-1} & \text{при } W_{\text{пл}} > \tilde{W}_{\text{пл}} \end{cases}, \quad (24)$$

где критическое значение $\tilde{W}_{\text{пл}}$

$$\tilde{W}_{\text{пл}} \sim 0.4 \delta_{ei}^{-1} (\nu_{Te} / \nu_\phi)^2 \nu_{ei} / \nu_p. \quad (25)$$

Здесь $\tilde{\nu}_\phi$ - нижняя граница спектра турбулентности по фазовым скоростям. При постоянном или спадающем к большим фазовым скоростям спектре турбулентности, что наиболее вероятно, $\tilde{W}_{\text{пл}}$ определяется именно $\tilde{\nu}_\phi$. Спектр плазменной турбулентности, как известно (см., например, /II/), ограничивается сильным затуханием Ландау на фоновой плазме (инкремент $\tilde{\gamma}_\lambda$):

$$\tilde{\gamma}_\lambda(\tilde{k}_\perp) < \omega_n. \quad (26)$$

Откуда значение $\tilde{\nu}_\phi$ может быть найдено. Сравним по величине слагаемые, входящие в выражение для $\delta_{\nu p}$ (4). Величина возможных поперечных масштабов ограничена условием

$$\alpha_\perp \rho_e < 1, \quad (27)$$

связанным с применимостью использованного нами гидродинамического приближения. Наличие продольной составляющей $\tilde{\alpha}_\parallel = 2\tilde{\gamma}_\parallel / \omega_n \ll \tilde{\alpha}_\perp$ (в стоячей поперек поля \vec{H} структуре) вызвано очевидным нарушением на больших масштабах ω_n приближения плоской волны, связанным с ограниченностью области пространства, занятой отдельным пучком, или с общей неоднородностью системы (неоднородность фоновой плазмы, кривизной магнитного поля). Полагая, согласно (22), $L_\perp \sim \tau_{\text{кор}} \nu_{\text{тр}}^L$, нетрудно получить, что при условии (27) по-

тери тепла из области нагрева определяются продольной теплопроводностью:

$$\bar{\delta}_{эф} \approx l_{св}^2 \bar{\alpha}_n^2 \sim \left(\frac{v_\phi}{v_{Te}} \right)^2 \begin{cases} 1 \frac{\tilde{W}_{n\alpha}^2}{W_{n\alpha}^2} & , \text{ ЕСЛИ } \tilde{W}_{n\alpha} \leq \tilde{W}_{n\alpha} \\ \tilde{W}_{n\alpha} & , \text{ ЕСЛИ } \tilde{W}_{n\alpha} > \tilde{W}_{n\alpha} \end{cases} \quad (28)$$

2. Как указывали выше, на временах $t \leq \tau_{кор}$ турбулентность можно рассматривать как совокупность пакетов плазменных волн. Рассмотрим конверсию волновых пакетов турбулентности продольных волн в электромагнитное излучение в результате рассеяния на флуктуациях плотности (20), (28).

Нелинейное волновое уравнение для Фурье-компоненты поля рассеянной волны имеет вид

$$-c^2 k^2 \vec{E}_{\vec{k}, \omega} + c^2 \vec{k} (\vec{k} \vec{E}_{\vec{k}, \omega}) + \epsilon(\vec{k}, \omega) \omega^2 \vec{E}_{\vec{k}, \omega} = \vec{j}_{\vec{k}, \omega} \quad (29)$$

Здесь $\epsilon(\vec{k}, \omega)$ - диэлектрическая проницаемость плазмы, $\vec{j}_{\vec{k}, \omega}$ - спектральная составляющая плотности тока, вызванного рассеянием падающей волны на неоднородностях. Спектральные составляющие плотностей токов могут быть найдены в гидродинамическом приближении (см., например, /12/):

$$\vec{j}_{\vec{k}, \omega} = \frac{\omega_p \omega(k)}{N_0} \int d^3 k' \frac{d\omega'}{\omega'} d^3 x d\Omega \delta N_{\vec{x}, \Omega} \times \\ \times \vec{E}_{\vec{k}, \omega} \delta(\vec{x} - \vec{k} + \vec{k}') \delta(\Omega - \omega + \omega') \quad (30)$$

Здесь $\delta N_{\vec{x}, \Omega}$ - спектр амплитуды флуктуаций плотности.

Разделяя поле рассеянной и падающей волн на продольную и поперечную (относительно направления волновых векторов) составляющие и усредняя обе части уравнения (29) по физически малому объёму, аналогично /8/ в приближении слабой нелинейности получим систему укороченных уравнений для медленно меняющихся Фурье-амплитуд полей рассеянных волн:

$$\frac{\partial E_{\vec{k}}^t}{\partial t} = -i \int d^3 k_p d\omega_p \alpha_{\vec{k}}^t E_{\vec{k}_1}^l e^{-i\omega_p t + i\omega_p(\vec{k})t}, \quad (31)$$

$$\frac{\partial E_{\vec{k}}^l}{\partial t} = -i \int d^3 k_p d\omega_p \alpha_{\vec{k}}^l E_{\vec{k}_1}^t e^{-i\omega_p t + i\omega_p(\vec{k})t}, \quad (32)$$

где

$$\alpha_{\vec{k}}^{t(l)} = \frac{2 \omega_p^2}{\int N_0 \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 \epsilon^{t(l)} \right]_{\omega = \omega_p(\vec{k})}} \times \frac{\omega_{t(l)}(\vec{k})}{\omega_{l(t)}(\vec{k})} \times$$

$$\times \int d^3 x d\Omega \delta N_{\vec{x}, \Omega} \delta(\vec{x} + \vec{k}_{t(t)} - \vec{k}_{l(t)}) \delta(\Omega + \omega_{l(t)} - \omega_{t(t)}). \quad (33)$$

Система укороченных уравнений написана в пренебрежении затуханием волн для нулевой начальной разности фаз пакетов t и l волн, индексом \perp обозначены проекции волновых векторов друг на друга. Поскольку неоднородности образуют стоячую структуру

$$\delta N_{\vec{x}, \Omega} = \delta N_{\vec{x}} \delta(\Omega), \quad (34)$$

условие фазового синхронизма, согласно (33), принимает вид

$$\omega_p(\vec{k}) \sim \omega_{\perp}(\vec{k}). \quad (35)$$

Учёт дисперсионной зависимости для волн несколько видоизменяет формулу обратного Фурье-преобразования:

$$E = \int E_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega(\vec{k})t} d^3 k. \quad (36)$$

Домножим обе части уравнения (31) на $e^{i\vec{k}_t \vec{r}}$, а уравне-

ния (32) - на $e^{i\vec{k}_\ell \vec{r}}$ и проинтегрируем соответственно по $d^3 k_\ell$ и $d^3 k_t$, пользуясь соотношением (36). Система (31), (32) примет вид

$$\frac{\partial E^t}{\partial t} = -i 2 \nu_p E^e \frac{\delta N}{N} \sin(\theta_\ell - \theta_t), \quad (37)$$

$$\frac{\partial E^e}{\partial t} = -i 2 \nu_p E^t \frac{\delta N}{N} \sin(\theta_\ell - \theta_t). \quad (38)$$

Система (37), (38) описывает множество троек взаимодействующих пакетов волн, для которых выполняются условие фазового синхронизма (35) и условие конверсии (сохранение импульса)

$$\vec{\alpha} + \vec{k}_\ell(t) - \vec{k}_t(t) = 0. \quad (39)$$

Система (37), (38) имеет, очевидно, интеграл

$$E_\ell^2 + E_t^2 = \text{const}. \quad (40)$$

Из анализа (37), (38) с интегралом (40) следует, что энергия пакета продольных волн переходит в электромагнитные и обратно. Здесь следует подчеркнуть, что если в силу каких-либо причин пакеты рассеянных электромагнитных волн (на определенной частоте) складываются в фазе, то излучение из такого объема носит когерентный характер и температура излучения может сильно превышать температуру турбулентности $T_{\text{эфф}} \gg T_{\text{нл}}$. Однако в рассматриваемом нами случае так как плазменные волны турбулентности имеют различные начальные фазы, то и все пакеты электромагнитных волн также складываются с различными фазами. Поэтому, если энергия рассеивающихся продольных волн за время $\tau_{\text{кор}}$ успевает перейти в электромагнитные, то температура излучения $T_{\text{эфф}} \sim T_{\text{нл}}$. Характерное время трансформации энергии из одного пакета волн в другой легко оценить из уравнения 2-го порядка, которое следует из (37); (38),

$$\frac{\partial^2 E^t}{\partial t^2} + 4 \left(\frac{\delta N}{N_0} \right)^2 \nu_p \sin^2(\theta_\ell - \theta_t) E^t = 0. \quad (41)$$

Отсюда $T_{эфф} \sim T_{пл}$ достигается (в направлении максимума диаграммы направленности, т.е. $\theta_t \sim 0$), если

$$2 \frac{\delta N}{N_0} \nu_p \tau_{кор} \geq 1. \quad (42)$$

Используя (20), запишем условие (42) через уровень турбулентности $\tilde{W}_{пл}$:

$$1 \leq \frac{\tilde{W}_{пл}}{\mathcal{J}(\tilde{\nu}_\phi / \nu_{Te})^2} \frac{\nu_p}{\nu_{ei}} \begin{cases} 1 & , \text{ если } \tilde{W}_{пл} \leq \tilde{W}_{пл}^* \\ \tilde{W}_{пл}^3 / \tilde{W}_{пл}^3 & , \text{ если } \tilde{W}_{пл} > \tilde{W}_{пл}^* \end{cases}. \quad (43)$$

Таким образом, с ростом $\tilde{W}_{пл}$ температура излучения $T_{эфф}$ растёт, достигая при $\tilde{W}_{пл} \sim \tilde{W}_{пл}^*$,

$$\frac{\tilde{W}_{пл}^*}{\mathcal{J}(\tilde{\nu}_\phi / \nu_{Te})^2} \frac{\nu_p}{\nu_{ei}} \sim 1, \quad (43)$$

температуры плазменной турбулентности, и резко спадает при $\tilde{W}_{пл} > \tilde{W}_{пл}^*$.

3. Оценим интенсивность электромагнитного излучения плазменной турбулентности, развитой в корональных магнитных арках, сравнивая её с интенсивностью шумовых бурь I типа. Диапазону частот $\nu_p = 500 + 100$ МГц, где наблюдаются всплески I типа, соответствует концентрация $N_e \sim 3 \cdot 10^9 + 10^8$ см⁻³. Для условий корональной арки характерно $\tilde{W}_p / \omega_n \sim 3 + 10$. Тогда из (26) следует

$$\tilde{\nu}_\phi \sim 3 \nu_{Te}. \quad (44)$$

Согласно [6], конусная неустойчивость, развивающаяся в условиях корональных магнитных арок, приводит к изотропному по азимутальному углу $\psi_{кел}$ спектру плазменных волн, широкому по k_{\perp}^l , но узкому по k_{\parallel}^l ($\Delta k_{\parallel}^l \ll \bar{k}_{\parallel}^l$), причём

$$\bar{k}_{\parallel}^l \ll k_{\perp}^l. \quad (45)$$

Для относительно низкого уровня турбулентности: $W_{\text{пл}} \ll \tilde{W}_{\text{пл}}$ нелинейные процессы не приводят к изотропизации спектра плазменных волн, поскольку при этом $\gamma_{\text{нел}} \leq v_{\text{ei}}/2$. Характерные значения параметров приведены в таблице I. Температура плазменных волн оценена в предположении, что $\Delta K_{\text{н}}^t \sim 0,1 \bar{K}_{\text{н}}^t$ и $\bar{K}_{\text{н}}/\bar{K}_{\text{e}} \sim \sim 3 \cdot 10^{-2} / 6$.

Таблица I

ν (МГц)	T_0 (К)	$\tilde{W}_{\text{пл}}$	$W_{\text{пл}}^{\text{Ф}}$	$T_{\text{пл}} _{W_{\text{пл}} = \tilde{W}_{\text{пл}}}$
500	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{14}$
300	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{14}$
100	$2 \cdot 10^6$	10^{-6}	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{14}$

Таким образом, температура подобных всплесков может достигать величины $T_{\text{эфф}} \sim T_{\text{пл}} \sim 2 \cdot 10^{14}$ К. Размер источника при этом определяется длиной корреляции, т.е. согласно (22) $L \sim v_{\text{ф}}^t \tau_{\text{кор}} = 6 v_{\text{те}} / v_{\text{ei}} v_{\text{ф}}$. На частоте $\nu = 300$ МГц значение $L \sim \sim 6 \cdot 10^7$ см. Оценим поток от такого источника вблизи Земли:

$$S_{\nu} = \frac{T_{\text{эфф}} \Omega}{\lambda^2} \quad (46)$$

Здесь Ω - угловой размер источника (линейный размер, как указано, L), λ - длина волны излучения, кроме того, учтено, что излучение поляризовано (см. ниже). На частоте $\nu = 300$ МГц получим $S_{\nu} = 3 \cdot 10^{-18}$ Вт/м²Гц, или $S_{\nu} \sim 3 \cdot 10^4$ ед. потока. Наблюдаемые значения потока излучения всплесков I типа лежат в интервале $1 + 10^3$ ед. / I3, I4/. Сделанная нами оценка величины потока излучения может быть скорректирована поглощением и рассеянием излучения в вышележащих слоях солнечной атмосферы. Так, легко получить, что столкновительное затухание в области источника для характерных масштабов изменения концентрации $L_{N_0} = N_0 \left(\frac{\partial N_0}{\partial t} \right)^{-1} \sim \sim 10^{10}$ см $\gg L$ соответствует оптической толщине $\sim L_{N_0} v_{\text{ei}} / \omega \sim \omega (c^{-1}) = 7$ и ослаблению излучения на 3,5 порядка по интенсивности. С другой стороны, для $L_{N_0} \sim 10^9$ см столкновительное затухание вне области источника практически не-

существенно.

Оценка уровня турбулентности $\tilde{W}_{\text{пл}} \sim \tilde{W}'_{\text{пл}} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ соответствует условию $\tilde{W}'_{\text{пл}} \leq 5 \cdot 10^{-6}$, полученному /15/ на основе экспериментально показанного отсутствия всплесков I типа вблизи второй гармоники плазменной частоты. Необходимо подчеркнуть, что согласно (43) и (46) температура и поток излучения быстро спадают с ростом энергии плазменной турбулентности при $\tilde{W}'_{\text{пл}} > \tilde{W}_{\text{пл}}$. Физическая причина этой зависимости очевидна: для более интенсивной турбулентности характерно меньшее значение $\tau_{\text{кор}}$, т.е. более эффективное "перемешивание" фаз плазменных волн. Указанное обстоятельство объясняет, почему на фоне более сильного континуума IV типа из корональных арок не наблюдаются всплески I типа, во множестве наблюдающиеся на фоне слабого континуума в шумовых бурях.

4. Обсудим характерные свойства излучения, которое генерируется в результате реализации рассмотренного в предыдущих разделах механизма, с точки зрения возможной интерпретации радио-всплесков I типа, частого явления во время шумовых бурь в метровом диапазоне длин волн ($\nu = 500 + 100$ МГц). Первое, что необходимо отметить, — это флуктуационный, случайный характер реализации механизма генерации. Для того, чтобы множество плазменных волн привели к образованию неоднородной структуры — решетки, необходимы случайное совпадение фаз волн и, кроме того, однородность других параметров системы в области существования волн, по крайней мере на длине их цуга $l \sim 10^7 + 10^8$ см. Следует подчеркнуть, что случайный характер источника излучения, как указывается /16, 17/, свойственен всплескам I типа.

Априорно постулируемая малая вероятность реализации обсуждаемых выше условий в локальной области плазменной турбулентности не мешает предположить, что в большом объеме корональной арки в любой момент времени указанные условия выполняются в одной или нескольких локальных областях. Образование неоднородных структур — решеток, как мы выяснили, приводит к сильному излучению из этих областей на частотах, близких к локальной плазменной. В силу неоднородности фоновой плазмы внутри арки всплески излучения случайным образом разнесены по частоте.

Длительность излучения определяется временем существования отдельной структуры. Согласно уравнению (2) на временах $t > \tau_{\text{кор}}$, после прекращения нагрева созданные неоднородности разрушаются

вследствие продольной теплопроводности за характерное время

$$\tau_{\text{разр}} \sim \frac{1}{2} \left(\frac{v_{\text{те}}}{\tilde{v}_{\phi}} \right)^2 \tau_{\text{кор}} \ll \tau_{\text{кор}} . \quad (47)$$

Таким образом, длительность всплеска излучения τ определяется временем $\tau_{\text{кор}}$, причём поскольку в источнике всплесков $\tilde{W}_{\text{пл}} \ll \tilde{W}_{\text{пл}}$, то $\tau_{\text{кор}} \sim 2/\nu_{\text{ei}}$. Для характерных условий в корональной арке $\nu_{\text{p}} \sim 500 + 100 \text{ МГц}$, $T_0 \sim 2 \cdot 10^6 \text{ К}$ получаем

$$\tau = \tau_{\text{кор}} \sim 0,03 \div 1 \text{ с} , \quad (48)$$

при этом τ возрастает с уменьшением частоты, что соответствует экспериментально наблюдаемым значениям τ для всплесков I типа /I3, I4/.

Исследуемому механизму генерации свойственна узкая частотная полоса $\Delta \omega$. Полоса излучения определяется, с одной стороны, интервалом волновых чисел рассеивающихся плазменных волн, с другой стороны, неоднородность фоновой плазмы на размерах источника :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \sim \frac{3}{2} \frac{v_{\text{те}}^2}{v_{\phi}^2} + \frac{l_s}{2L_{\text{N}_0}} . \quad (49)$$

Поскольку $k^{\perp} \ll k^{\parallel}$, то согласно условию конверсии (39) для рассеивающихся волн

$$k^{\parallel} \sim \alpha . \quad (50)$$

Тогда из условия (27) следует, что фазовые скорости рассеивающихся волн ограничены неравенством

$$v_{\phi} > v_{\text{те}} \frac{\omega_{\text{p}}}{\omega_{\text{H}}} . \quad (51)$$

Для $\omega_{\text{p}}/\omega_{\text{H}} \sim 3 + 10$ и $L \sim 10^7 + 10^8 \text{ см}$, $L_{\text{N}_0} \sim 10^9 \text{ см}$ получим $\Delta \nu/\nu \sim 2\% + 20\%$ в соответствии с наблюдаемыми значениями $\Delta \nu/\nu$ /I3, I4/.

На основе изложенного в предыдущих разделах также очевидны высокая степень поляризации излучения и высокая его направленность - свойства характерные и для наблюдаемых всплесков I типа. Поляризация излучения связана с тем, что источник с "точечным" размером $l_s \sim 10^7 + 10^8 \text{ см}$ расположен вблизи плазменного уровня $\omega^2 = \omega_{\text{p}}^2 + \omega_{\text{H}}^2 + 3v_{\text{те}}^2 \omega_{\text{p}}^2 / v_{\phi}^2$. При условии (51), выпол-

находимся в области источника излучения, уровень выхода необыкновенной волны $\omega_p^2 / \omega^2 = 1 - \omega_n / \omega$ расположен выше, в менее плотных слоях короны. Следовательно, излучение такого источника поляризовано по кругу в обыкновенной моде со степенью поляризации $p \sim 100\%$.

Высокая направленность излучения связана с расположением источника вблизи плазменного уровня в сферически неоднородной атмосфере Солнца. Ширина диаграммы направленности всплеска определяется разностью частоты излучения и плазменной частоты $|\omega|$

$$2 \Delta \theta = 2 \arcsin (\nu / \nu_p) . \quad (52)$$

Для $\omega / \omega_n \sim 3 + 10$ получим $\Delta \theta \sim 10^\circ + 30^\circ$.

Излучение может иметь частотный дрейф, вызванный либо различной величиной группового запаздывания сигнала τ_{gr} на различных частотах (прямой, или отрицательный дрейф: $\partial \nu / \partial t < 0$), либо различной длиной лучевого пути l при отражении от плотных слоёв короны (обратный, или положительный частотный дрейф:

$\partial \nu / \partial t > 0$). Поскольку $\tau_{gr} = \int_{r_0}^{r_p} dl / v_{gr}^t$, легко оценить скорость частотного дрейфа из-за группового запаздывания радиоволн:

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} \sim \left(\frac{\partial \tau_{gr}}{\partial \nu} \right)^{-1} = \frac{2 \sqrt{3} c v_{te}}{L_{N_0} v_{\phi}} \nu_p . \quad (53)$$

Для характерных значений параметров $\omega_n / \omega_p \sim 0,1; L_{N_0} \sim 10^9 + 10^{10}$ см получим $\partial \nu / \partial t$ [МГц/с] $\sim (0,5 + 5) \nu$ [МГц], т.е. крайне высокую скорость дрейфа. Заметим, что для меньших значений $\omega_n / \omega_p \sim 0,05 + 0,03$ в области более однородной плазмы, например с $L_{N_0} \sim 10^{10}$ см (можно предполагать такой продольный масштаб в вершине магнитной арки), всплескам излучения с высокой скоростью дрейфа, кроме того, свойственна очень узкая частотная полоса $\Delta \nu / \nu \sim 0,3\%$.

Подобные всплески радиоизлучения Солнца действительно наблюдаются во время шумовых бурь в метровом диапазоне длин волн и носят название вспышечных всплесков (flash bursts), или чаще "спайков" /14/. Спайки отличаются как раз крайне узкой полосой $\Delta \nu \leq 1$ МГц и высокой скоростью частотного дрейфа $\partial \nu / \partial t \geq 90$ МГц/с./14/. Однако типичные всплески I типа в метровом

диапазоне волн имеют в среднем несколько более широкую полосу: $\Delta\nu/\nu \sim 2\% + 3\%$, достигая иногда значений $\Delta\nu/\nu \sim 10\%$ (на частоте $\nu \sim 100$ МГц), и значительно более медленный частотный дрейф $\partial\nu/\partial t \geq 15$ МГц/с /13, 14/. Такой частотный дрейф можно объяснить рефракцией излучения на корональных неоднородностях, смещающихся вдоль направления расхождения лучей /18, 19/. Если составляющая скорости мелких ($l_0 \sim 10^7 + 10^8$ см) неоднородностей относительно крупных не равна нулю, то в среднем будут наблюдаться с равной вероятностью временные сдвиги разных знаков, что также соответствует свойствам всплесков I типа.

С мерцанием источника вследствие дифракции излучения на корональных неоднородностях можно связать и такое характерное свойство всплесков I типа как тенденция их объединяться в цепочки во время шумовых бурь. Причём цепочки наблюдаются только в низкочастотной части диапазона появления всплесков $\nu \sim 250 + 100$ МГц /13, 14/. Длительность отдельного всплеска излучения определяется, как уже отметили выше, конечной длиной сфазированных дуг волн. Прекращение действия источника нагрева (см. уравнение (2)) приводит к быстрому разрушению неоднородностей с характерным временем $\tau_{\text{разр}}^{(47)} \ll \tau_{\text{кор}}$. При этом характерное время конверсии $\tau_{\text{конв}} \approx \tau_{\text{кор}}$ (табл. I). Время рассеяния плазменных волн на такой структуре, согласно (29), (30), отличается от $\tau_{\text{конв}}$ на множитель $\sim 2/3$, что связано с одинаковой поляризацией волн при рассеянии в отличие от конверсии. Используя полученные выше выражения для характерных времён (21), (42), сделаем оценку

$$\frac{\tau_{\text{кор}}}{\tau_{\text{расс}}} \bigg|_{\tilde{\omega}_{\text{н}} \sim \tilde{\omega}_{\text{н}}} \sim 0,5 \frac{\tilde{\omega}_{\text{н}}}{(\tilde{\nu}_{\text{ф}}/\nu_{\text{те}})^2} \frac{\nu_{\text{р}}}{\nu_{\text{еи}}} \approx 0,2 \delta_{\text{еи}}^{-1} \frac{\nu_{\text{те}}^4}{\tilde{\nu}_{\text{ф}}^4} \quad (54)$$

Исследуем более внимательно зависимость $\tilde{\nu}_{\text{ф}}(\nu)$. Для корональных арк характерны более высокие значения плотности вблизи продольной оси и спад плотности к периферии, а величина магнитного поля арки имеет наоборот минимум вблизи оси арки и нарастает к периферии. Отсюда следует, что высокочастотное излучение плазменной турбулентности идёт из областей, где отношение $\omega_{\text{н}}/\omega_{\text{р}}$ ниже чем в области источника низкочастотного излучения. Предположим,

что в области источника на частоте $\nu \sim 500$ МГц значение $N_H/\omega_p |_{\nu=500 \text{ МГц}} \sim 0,1$, а на частотах $\nu \sim 100 + 200$ МГц $N_H/\omega_p |_{\nu=100 \text{ МГц}} \sim 0,5$. Тогда из (26) следует $\tilde{K} |_{\nu=500 \text{ МГц}} \sim 1/3,5 \tau_D$ и согласно (54) $\tau_{\text{рас}} |_{\nu=500 \text{ МГц}} \sim \tau_{\text{кор}}$. На низких же частотах спектр плазменных волн может тянуться до больших значений $\tilde{K} |_{\nu \sim 100 \text{ МГц}} \sim 1/2 \tau_D$ и

$$\tau_{\text{рас}} \Big|_{\nu \sim 100 \text{ МГц}}^{\ell \rightarrow \ell'} \sim 0,1 \tau_{\text{кор}} \ll \tau_{\text{кор}} .$$

(55)

При условии (55), как нетрудно понять, регулярные структуры, образованные из-за тепловой стратификации плазмы под действием сфазированных волн, и в дальнейшем не разрушаются, ибо пакеты плазменных волн турбулентности успевают "сфазироваться" вследствие рассеяния на этой структуре. Конверсия плазменных волн на такой длительно существующей структуре приводит к излучению, которое может регистрироваться на Земле как цепочка всплесков I типа. При этом отдельные всплески в цепочке связаны с мерцанием источника (с глубиной модуляции излучения 100%) на корональных неоднородностях с масштабом $l_0 \sim 10^7 + 10^8$ см /18/.

5. Отметим, что всплески радиоизлучения, очень близкие по свойствам к спайкам в метровом диапазоне волн, наблюдаются в сантиметровом и дециметровом диапазонах во время солнечных вспышек /20/. Для вспышечных спайков, наблюдавшихся /20/ на частоте $\nu = 1$ ГГц, характерны узкополосность, сильная круговая поляризация $p \sim 100\%$, длительность менее 0,5 с (аппаратурный предел разрешения) и высокая интенсивность $S \sim 10^3$ единицы потока.

Исследуем возможность объяснения подобного излучения в рамках предлагаемого механизма генерации. Параметры плазмы во вспышечной арке на импульсной фазе вспышки, по-видимому, несколько отличаются от рассмотренных выше значений. Облако горячих электронов - возможный источник плазменной турбулентности - локализовано в области энерговыделения вблизи вершины арки. Разлёт электронов вдоль магнитной петли сдерживается ионно-звуковой турбулентностью, развивающейся на передних фронтах облака, и поляри-

зационным электрическим полем $|2I|$. При этом низкоэнергичная часть распределения электронов, температура которой достигает величины $T_e \sim 10^7 + 10^8$ К, изотропизуется вследствие рассеяния на ионно-звуковых турбулентных стенках. Более энергичные электроны, по оценке $|2I|$ со скоростями $v > 2,6 v_{Te}$, не удерживаются турбулентными стенками и именно на этой компоненте (слабой по концентрации по сравнению с остальными электронами) возможно формирование конуса потерь и развитие неустойчивости. Магнитное поле вблизи вершины арки согласно полуэмпирическим оценкам $|2I|$ $H \sim 100$ Гс, плотность, отвечающая $v_p \sim 1$ ПГц, равна $N_0 \sim 10^{10}$ см $^{-3}$, так что $v_p/v_{Te} \sim 3$. Размеры вспышечной арки в среднем 10^8 см \times 10^8 см \times $3 \cdot 10^9$ см, и можно предполагать продольный размер области однородности параметров плазмы $L_0 \sim 10^8 + 3 \cdot 10^8$ см. Частота электрон-ионных соударений в этом случае равна $\nu_{ei} \sim 10 + 0,3$ Гц,⁺ соответственно уровень плазменной турбулентности, при котором сравниваются характерные времена столкновительного затухания и индуцированного рассеяния (25), $\tilde{W}_{\text{пл}} \sim 10^{-6} + 5 \cdot 10^{-8}$. Отсюда следует максимально возможное время корреляции $\tau_{\text{кор}} \sim 0,2 + 4$ с и отвечающая ему длина цуга волн $L \sim 6 \cdot 10^8 + 4 \cdot 10^{10}$ см $\gg L_0$. Таким образом, и размер цуга, и время корреляции для вспышечных арок определяются размером области однородности параметров $L_0 \sim 10^8 + 3 \cdot 10^8$ см, вплоть до значительного уровня турбулентности $\tilde{W}_{\text{пл}} \sim 2 \cdot 10^{-6} + 2 \cdot 10^{-5}$. При этом длительность всплесков $\tau_{\text{вспл}} = \tau_{\text{кор}} \sim 0,1 + 0,01$ с. Для указанных значений $\tilde{W}_{\text{пл}}$, согласно (42), получим

$$\frac{\tau_{\text{вспл}}}{\tau_{\text{конв}}} \bigg|_{\substack{L \rightarrow L \\ T_0 = 10^7 \text{ К} \\ \tilde{W}_{\text{пл}} \sim 2 \cdot 10^{-6}}} \sim 2 ; \quad \frac{\tau_{\text{вспл}}}{\tau_{\text{конв}}} \bigg|_{\substack{L \rightarrow L \\ T_0 = 10^8 \text{ К} \\ \tilde{W}_{\text{пл}} \sim 2 \cdot 10^{-5}}} \ll 1 . \quad (56)$$

Поскольку T_0 в данной ситуации характеризует энерговыделение вспышки, из (56) следует, что интенсивность излучения спайков достигает $T_{\text{пл}}$, в случае более слабых вспышек, и $T_{\text{эфф}} \ll T_{\text{пл}}$

⁺ Разброс значений параметров определяется интервалом возможных температур горячей плазмы, величина которого связана в конечном итоге с интенсивностью энерговыделения вспышки.

для сильных вспышек. Косвенно это согласуется с результатом /20/, где установлено, что всплескам типа "спайк" соответствуют слабые всплески в жёстком рентгеновском диапазоне (либо последние вообще отсутствуют) и спайки отсутствуют, если наблюдаются относительно интенсивные жёсткие рентгеновские всплески.

Температура излучения при $T_0 \sim 10^7$ К, $W_{\text{пл}} \sim 2 \cdot 10^{-6}$ определяется, очевидно, видом спектра плазменных волн. Полагая по-прежнему спектр плазменных волн неизотропизующимся, т.е. $\tilde{\kappa}_1 \sim 1/2 \kappa_0$, $\tilde{\kappa}_n \sim 3 \cdot 10^{-2} \kappa_1$, $\Delta k_{\parallel} \sim 10\% \kappa_1$, получим $T_{\text{эфф}} \sim 3 \cdot 10^{14}$ К. Для $L \sim 10^8 + 3 \cdot 10^8$ см таким температурам вблизи Земли соответствуют потоки излучения $S_{\nu} \sim 3 \cdot 10^4 + 3 \cdot 10^5$ ед.

Таким образом, если уровень плазменной турбулентности во вспышечной арке ($T_0 \sim 10^7$ К) достигает $W_{\text{пл}} \sim 10^{-6}$ и спектр её анизотропен, то реализация рассмотренного механизма конверсии приводит к всплескам радиоизлучения, характерные свойства которых (узкополосность $\Delta\nu/\nu < 1$, длительность $\tau \sim 0,1$ с $\div 0,5$ с, интенсивность $S_{\nu} \sim 10^3$ ед. потока и поляризация $p = 100\%$ в обыкновенной моде) близки к экспериментально наблюдаемым /20/.

7. Обратимся теперь к континуальному излучению из корональных магнитных арок. Поскольку плазменная турбулентность занимает значительный объём, неоднородный по концентрации и величине магнитного поля, очевидно, конверсия плазменных волн может являться причиной широкополосного излучения. В настоящем разделе исследуем эффективность основного тона излучения вблизи плазменной частоты в результате конверсии волн лентметровской турбулентности как на тепловых неоднородностях плазмы, так и на неоднородностях, вызванных тепловой или стрикционной стратификацией, спектр которых описывается (12). Полученные результаты сравним с эффективностью излучения турбулентности на частоте вблизи второй гармоники локальной плазменной частоты.

Изменение эффективной температуры излучения удовлетворяет известному уравнению переноса

$$\frac{d T_{\text{эфф}}^t}{d l} = (2\pi)^3 \frac{a^{l \rightarrow t}}{k_t^2} - (\mu^{t \rightarrow l} + \mu_{\text{ст}}) T_{\text{эфф}}^t \quad (57)$$

Здесь $a^{l \rightarrow t}$ - излучательная способность плазменной турбулентности

ти, $\mu_{\text{ст}} = (\omega_p / \omega_{\text{т}})^2 v_{\text{эл}} / v_{\text{т}}^{\text{т}}$ - коэффициент поглощения из-за соударений. В работе /3/ исследовано решение уравнения (57) для излучения как вблизи основного тона, так и вблизи второй гармоники плазменной частоты в приближении изотропного спектра плазменных волн. Показано, что при наиболее вероятных значениях уровня плазменной турбулентности в корональных арках $10^{-7} \leq W_{\text{пл}} \leq 3 \cdot 10^{-5}$ в континуальном излучении корональных петель преобладает вторая гармоника $\omega^{\text{т}} \approx 2 \omega_p$.

Проведем подобный анализ для резко анизотропного, $k_{\perp}^{\text{т}} \gg k_{\parallel}^{\text{т}}$, спектра плазменной турбулентности, полученного Леденевым /6/ для корональной арки и обсуждавшегося в предыдущих разделах. Эффективность конверсии плазменных волн на тепловых флуктуациях плотности - вероятного источника излучения вблизи основного тона плазменной частоты - слабо меняется при обсуждаемом изменении вида спектра. Поскольку коэффициент конверсии, согласно /10/, $q \sim \sin^2 \varphi$, где φ - угол между волновыми векторами $\vec{k}^{\text{т}}$ и $\vec{k}^{\text{л}}$, нетрудно получить, что эффективность излучения вдоль поля \vec{H} несколько выше по сравнению со случаем /3/, а в поперечном направлении - уменьшается в 2 раза.

К излучению вблизи второй гармоники плазменной частоты приводит комбинационное рассеяние плазменных волн в электромагнитные. Для характерных значений параметров излучающего слоя оптическая толщина $\tau_{\text{ст}} = \int \mu_{\text{ст}} dl$, так что решение (57) имеет вид

$$\tau_{\text{эфф}}^{\text{т}} = \tau_{\text{пл}} \tau_{\text{I}}^{\text{т} \rightarrow \text{л}}; \quad (58)$$

где $\tau_{\text{I}}^{\text{т} \rightarrow \text{л}} = \int \mu_{\text{I}}^{\text{т} \rightarrow \text{л}} dl$ - оптическая толщина относительно процесса комбинационного рассеяния. На основе известного выражения для $\mu_{\text{I}}^{\text{т} \rightarrow \text{л}}$ (см., например, /10/) получим в двух предельных случаях

$$\mu_{\text{I}}^{\text{л} \rightarrow \text{т}} = \frac{\omega^{\text{л}}}{18} \cdot \frac{\omega_p^2}{N_0 T_0 v_{\text{те}}^2} k_{\perp}^{\text{л}} \int \sin^2 \theta \left(\cos \theta + \frac{k_{\perp}^{\text{л}}}{2 k_{\perp}^{\text{л}}} \right)^2 W_{\text{к}}^{\text{л}} d\theta, \quad (59)$$

если $\vec{k}_{\perp}^{\text{л}} \parallel \vec{H}$, и

$$\mu_{\text{I}}^{\text{л} \rightarrow \text{т}} = \frac{\omega^{\text{л}}}{144} \frac{\omega_p^2}{N_0 T_0 v_{\text{те}}^2} k_{\perp}^{\text{л}} \int \sin \theta W_{\text{к}}^{\text{л}} d\theta, \quad (60)$$

если $k_{\perp} \perp \vec{H}$. Поскольку интервал θ мал вблизи среднего $\theta \sim \pi/2$, легко видеть, что эффективность генерации второй гармоники в направлении вдоль магнитного поля по сравнению со случаем изотропного спектра для одинаковых $W_{k\perp}$ значительно снижается.

Зависимость $\tau_{эфф}(W_{\parallel})$ вдоль магнитного поля и в ортогональном к нему направлении для основного тона и гармоники при типичных значениях параметров для изотропного и для анизотропного спектров плазменных волн ($K_{\perp} \gg K_{\parallel}$) приведена на рис. 1 а, б, в. Как нетрудно видеть из рис. 1б, для анизотропного спектра плазменных волн при любом значении W_{\parallel} интенсивность излучения основного тона вдоль поля \vec{H} превышает интенсивность второй гармоники. Причём при $W_{\parallel} \geq 10^{-5}$ $\tau_{эфф}$ определяется конверсией на стрикционном расслоении со спектром (12). В направлении же поперёк поля (рис. 1в) интенсивность второй гармоники при $W_{\parallel} \gtrsim 3 \cdot 10^{-7}$ выше, чем интенсивность основного тона. Из рис. 1б следует, что контраст эффективной температуры всплесковой компоненты шумовой бури к континуальной достигает трёх порядков.

Учтём теперь тепловую стратификацию плазмы и конверсии плазменных волн на неоднородностях со спектром (15). Расчёт (50) для характерных значений параметров в области генерации всплесков IV типа показывает, что $\tau_{эффI}^t < \tau_{эффII}^t$ при любом уровне W_{\parallel} .

Полученный результат, очевидно, связан со слабостью флуктуаций (15), которая, в свою очередь, определяется значительными потерями в области нагрева на продольную теплопроводность. Положение меняется, если предположить существование в корональной арке — в области источника всплеска — низкочастотной турбулентности, например ионно-звуковой, а следовательно предположить аномальную теплопроводность вдоль магнитного поля. Расчёты показывают, что для эффективной турбулентной частоты соударений $\omega_{3B}/$

$$\nu_{эфф}^{3B} \sim \omega_p \frac{W_{3B}}{N_0 T_0} \quad (61)$$

конверсия на флуктуациях, связанных с тепловой стратификацией, становится более эффективной, чем комбинационное рассеяние плазменных волн при уровне ионно-звуковой турбулентности $W_{3B}/N_0 T_0 \gtrsim 10^{-7}$. Если подобный уровень ионно-звуковой турбулентности реально достигается в области источника всплеска, то вторая гармоника плазменной частоты в излучении может наблюдаться только вне

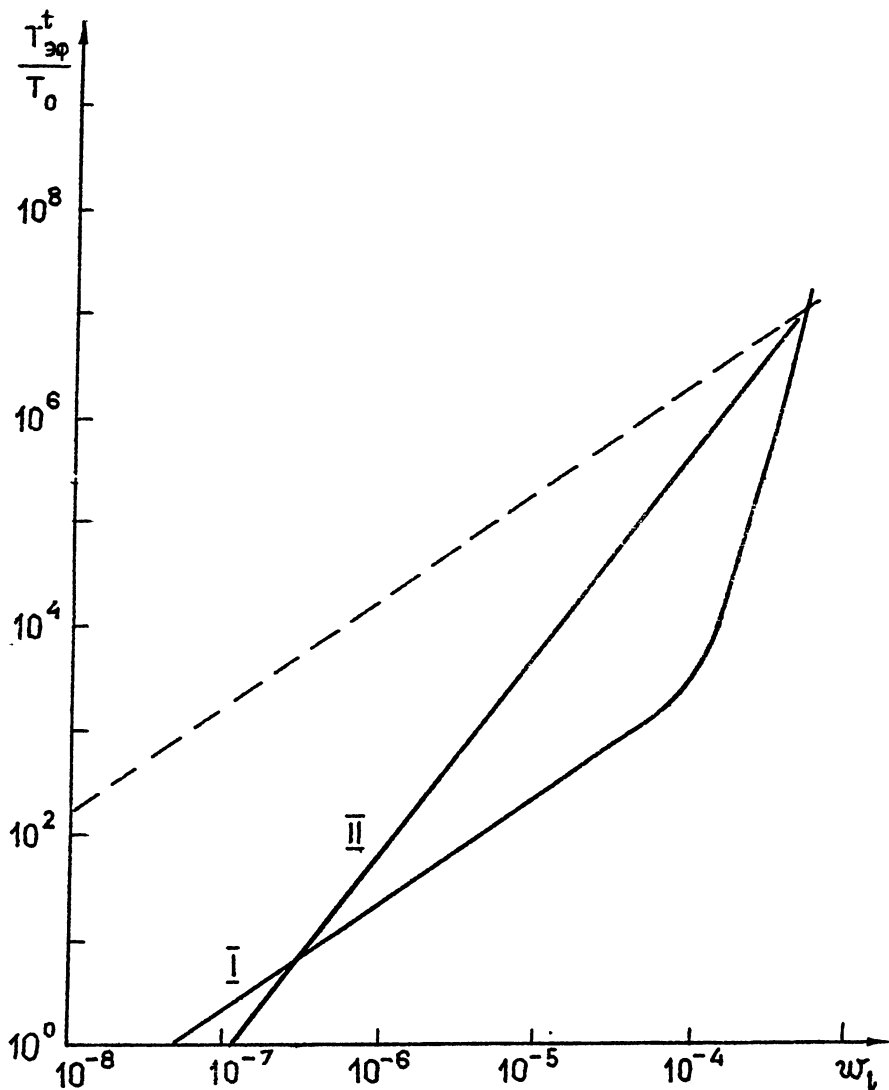


Рис. 1а. Зависимость эффективной температуры электромагнитных волн $T_{эф}^t$ от уровня плазменной турбулентности $\omega_{пл}$ для изотропного спектра плазменных волн на ленгмювской частоте (I) и второй гармонике (II). Пунктирная кривая обозначает температуру равновесного излучения.

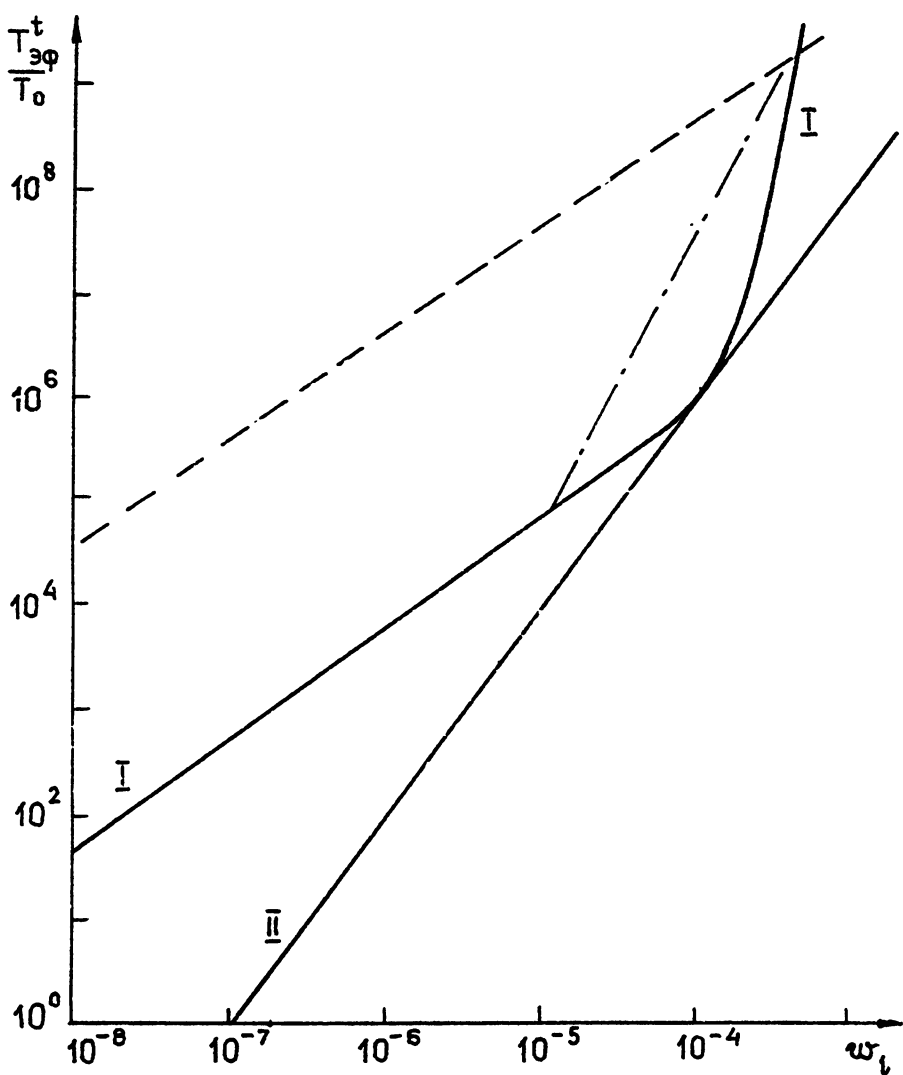


Рис. 16: Зависимость эффективной температуры электромагнитных волн $T_{\text{эф}}^t$ от уровня плазменной турбулентности $\omega_{\text{пл}}$ вдоль магнитного поля для анизотропного спектра плазменных волн на ленгмювской частоте (I) и второй гармонике (II). Штрихпунктирная кривая показывает $T_{\text{эф}}^t$ при конверсии на стрикционном расслоении. Пунктирная кривая обозначает температуру равновесного излучения.

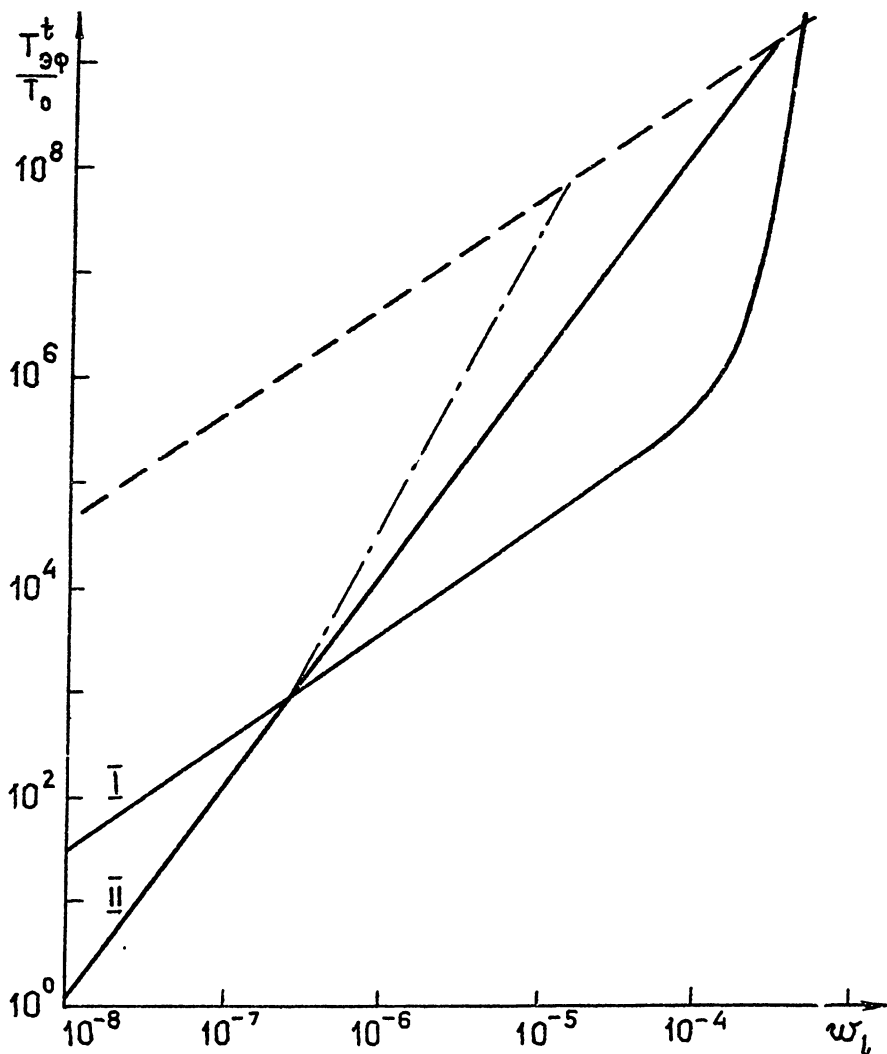


Рис 1в. Зависимость эффективной температуры электромагнитных волн $T_{эф}^t$ от уровня плазменной турбулентности $\omega_{пл}$ поперек магнитного поля для анизотропного спектра плазменных волн на ленгмювской частоте (I) и второй гармонике (II). Штрихпунктирная кривая показывает $T_{эф}^t$ при конверсии на тепловой стратификации с учетом ионно-звуковой турбулентности. Пунктирная кривая обозначает температуру равновесного излучения

диаграммы направленности основного тона, т.е. под значительными углами к направлению градиента концентрации.

Таким образом, для не очень сильного всплеска излучения IV типа ($\Gamma_{эф} \sim 6 \cdot 10^{12}$ К), когда индуцированное рассеяние в основной тон ещё не сказывается (рис. I), если спектр плазменной турбулентности в области источника — изотропный, то излучение в любом направлении есть вторая гармоника плазменной частоты. Если спектр — анизотропный, то в излучении вдоль магнитного поля преобладает основной тон, а поперёк — вторая гармоника; если же при этом в области источника развита ионно-звуковая турбулентность, то излучение на второй гармонике плазменной частоты возможно лишь вне диаграммы направленности основного тона.

Известно, что возбуждение плазменных волн вследствие конусной неустойчивости существенно анизотропно ($K_1^L \rightarrow K_n^L$) /6/. В литературе и, в частности, в /3/ обсуждается возможность изотропизации спектра плазменных волн в процессе перекачки их энергии по спектру вследствие рэлеевского рассеяния на тепловых флуктуациях плазмы. Однако количественный анализ вида установившегося спектра в стационарном случае представляет из себя отдельную, сложную задачу.

Экспериментально о соотношении основного тона и второй гармоники плазменной частоты в излучении всплеска IV типа можно судить по уровню круговой поляризации источника. Поляризация излучения основного тона близка к 100% в обыкновенной моде, тогда как вторая гармоника поляризована значительно слабее ($\rho \sim 50\% \div 10\%$) и в необыкновенной моде /6, 24/. Наблюдения /25/ высокой степени обыкновенной поляризации всплесков IV типа ($\rho \sim 80\%$) свидетельствуют, по-видимому, о случаях значительно большей эффективности излучения вблизи основного тона плазменной частоты. С другой стороны, Гэйри и др. /26/ наблюдали, по-видимому, всплеск IV типа на второй гармонике плазменной частоты (поляризация $\sim 5\%$). В последнем случае источник всплеска находился вдали от центрального меридиана, а значит наблюдатель — вне диаграммы направленности основного тона, что не противоречит модели анизотропного спектра плазменной турбулентности.

В заключение заметим, что рассмотренный механизм теплового рассеяния плазмы может быть важен для конверсии плазменных волн возбуждаемых в областях открытой конфигурации магнитного поля, например, в источнике солнечных радиовсплесков III типа.

Л и т е р а т у р а

1. Зайцев В.В. //Письма в АЖ. - 1975. - Т. I. - С. 28.
2. Степанов А.В. //Астрон.ж. - 1973. - Т. 50.
3. Степанов А.В. //Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Вып. 71. - М.: Наука, - 1985. - С. 210.
4. Benz A.O., Wentzel D.C.//Astron.Astrophys.-1981.-V.94.-P.100.
5. Wentzel D.C.//Astron.Astrophys.-1981.-V.100. - P.20.
6. Леденёв В.Г. //Астрон.ж. - 1982. - Т. 59. - С. 742.
7. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы, М.: Атомиздат, 1971.
8. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме, М.:
9. Кадомцев Б.Б. //Вопросы теории плазмы, под ред. Леонтовича М.А. - М.: Атомиздат, 1964. - Вып. 4. - С. 88.
10. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. - М.: Наука, 1977.
11. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т. I. - М.: Атомиздат, 1975.
12. Ахлезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. - М.: Наука, 1974.
13. Железняков В.В. Радионизлучение Солнца и планет. - М.: Наука, 1964.
14. Elgarøy Ø. Solar noise storms. 1977. Pergamon Press.
15. Jeggy, Benz A.O.//Astron.Astrophys.-1982.-V.107. - P.88.
16. Elgarøy Ø.//IAU Symp. N 86. - 1980. - P.255.
17. Кюровский Ю.Ф., Альварес О. //Известия КраО. - 1986. - Т. 75. - С. 86.
18. Ерухимов Л.М. //Тез.докл. 6 Всесоюзной конференции по радиоастрономии, г.Рига. - 1968. - С. 30.
19. Genova T., Voisshot A.//Nature. -1981.-V.293.-P.382.
20. Enope Sh., Orwig L.E.//Nature.-1986.-V.321.-P.421.

21. Brown J.C., Melrose D.B., Spicer D.S.//Astrophys.J.-
1979. - V.228. - P.592.
22. Левин Б.Н. //Известия вузов. - Радиофизика. - 1987,
в печати.
23. Арцимович Л.А., Сагдеев П.С. Физика плазмы для физиков.
- М.: Атомиздат, 1979.
24. Zlotnik E.Ya.//Astron.Astrophys.-1981. - V.101. - P.250.
25. Бакунин и др. //Проблемы физики солнечных вспышек. - М.:
Наука, 1987. - С. 180.
26. Gary et al.//Astron.Astrophys.-1985. - V.152. - P.42.

Дата поступления статьи
18 сентября 1987 г.

Леонид Генадьевич Генкин
Лев Михайлович Ерухимов
Борис Николаевич Левин

ТЕПЛОВАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ ПЛАЗМЫ
И КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ВЕЛИЧИ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ЧАСТОТЫ

Подписано в печать 12.11.87 г. МЦ 00633. Формат 60 x 84/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,75 усл. печ. л
Заказ 4650. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротапринтере Н И Р Ф И