

## СИЛЬНАЯ ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ КАК ИСТОЧНИК КИЛОМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

*А.А.Галеев, В.В.Красносельских*

В работе в качестве источника радиоизлучения Земли рассматривается сильная ленгмюровская турбулентность, возбужденная пучком электронов, высыпавшихся из хвоста магнитосферы Земли, с последующим переизлучением их энергии на двойной плазменной частоте. Найденный КПД этого преобразования способен обеспечить наблюдаемую эффективность излучения.

Обнаружение факта, что Земля является мощным источником радиоизлучения (см., например, обзор Гарнета [1]), поставило ее в один ряд с космическими объектами, обладающими ярко выраженной магнитосферой и излучающими электромагнитные волны при взаимодействии окружающей объект плазмы с их магнитосферами. Поэтому проверка различных механизмов излучения на примере доступной непосредственному зондированию магнитосферы Земли поможет правильно оценить относительную роль этих механизмов для таких удаленных космических объектов, как, например, пульсары. Сейчас ясно, что источником нетеплового электромагнитного излучения являются мощные потоки высыпавшихся электронов и электрические токи, ответственные за передачу напряжений, возникающих на границе между магнитосферой и обтекающей объект плазмой, в проводящую ионосферу планеты. Преобразование энергии потока электронов в энергию электромагнитных волн происходит не непосредственно, а включает как промежуточное звено возбуждения различного рода плазменных колебаний. Поэтому объяснение высокого КПД преобразования (мощность радиоизлучения  $\sim 10^9$  вт составляет примерно один процент всей энергии, диссипируемой высыпавшимися частицами в авроральной ионосфере [1]) является сложной задачей. Тем более нежелательно, когда механизмы радиоизлучения [2, 3] предполагают наличие дополнительных звеньев в этой цепи. Так в механизме Бэнсона [2] используется последовательная линейная трансформация возбуждаемых в магнитосфере волн с частотами вблизи верхнего гибридного резонанса сначала в остающуюся в плазме необыкновенную волну, а затем уже в покидающую плазму обыкновенную волну, что в лучшем случае может дать КПД преобразования волн в волны (т. е. без учета КПД системы частицы волны) порядка 1%. Пальмадессо и др. [3] недавно был предложен механизм возбуждения обыкновенной электромагнитной волны пучком электронов в присутствии флуктуаций плотности ионов, т. е. путем конверсии низкочастотных колебаний в электромагнитные на электронах пучка. Однако такой механизм требует, чтобы одновременно существовал источник достаточно больших флуктуаций плотности (например, электрический ток). Кроме того, очевидно, что возбуждаемые линейным образом ленгмюровские колебания приведут к релаксации пучка прежде, чем электромагнитные

волны успеют существенно нарасти благодаря малому нелинейному инкременту.

Поэтому в данной работе мы будем исходить из двух основных положений.

1) Электронный пучок формируется во внешней области магнитосферы, где плазменная частота  $\omega_p$  превышает электронную циклотронную частоту  $\omega_c$ , и значительную долю своей энергии (50%) теряет на возбуждение в этой области ленгмюровских колебаний с частотой

$$\omega = \omega_p \left\{ 1 + \frac{3}{2} k_z^2 \lambda_D^2 + \frac{\omega_c^2}{2(\omega_p^2 - \omega_c^2)} \frac{k_{\perp}^2}{k_z^2} \right\}, \quad (1)$$

где  $\lambda_D$  — дебаевский радиус,  $k_z$  и  $k_{\perp}$  — компоненты волнового вектора вдоль и поперек магнитного поля, направленного по оси  $z$ .

2) При типичных параметрах, плазмы в области излучения ( $n_0 = 2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 100 \text{ эв}$ ) [1, 4] и в предположении, что весь имеющийся в этой области ток с плотностью  $j_0 = 10 \text{ ма/м}^2$  переносится спучком электронов с энергией  $mv_R^2/2 \sim 10 \text{ кэв}$ , уровень возбуждаемой пучком турбулентности согласно оценкам работы [5] превышает критический по отношению к образованию плазменных каверн с запертыми в них ленгмюровскими колебаниями и их дальнейшему схлопыванию ("коллапсу").

Среди нелинейных процессов генерации электромагнитного излучения ленгмюровской турбулентностью (см., например, [6]) мы рассмотрим здесь только генерацию излучения на двойной плазменной частоте, так как только оно способно выйти из плазмы с не очень малым магнитным полем ( $\omega_c \lesssim \omega_p$ ). Кроме того вследствие модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн мы уже не можем пользоваться результатами [6], полученными ранее в рамках теории слабой турбулентности.

Интенсивность когерентного излучения электронов в коллапсирующей каверне можно вычислить по известным формулам теории поля [7]:

$$P_{\omega} = \frac{4\pi\omega k_0}{c^2} \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta \left| \int d^3 r j_{z\omega}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} \right|^2, \quad (2)$$

где  $j_{z\omega} = \frac{ie}{2\pi m \omega_p} \psi \frac{\partial \psi}{\partial z} + \text{к.с.}$  — компонента электрического тока на

двойной плазменной частоте, обусловленная колебаниями электрона в электрическом поле ленгмюровских волн  $E_z = \psi(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_p t} + \text{к.с.}$ ,  $\mathbf{k}_0$  — волновой вектор излучаемого колебания, а  $\theta$  — угол между направлением излучения и осью. Интегрирование здесь приводится по объему каверны, имеющей форму диска толщиной  $\Delta_z$  и диаметром  $\Delta_{\perp}$ :

$$\Delta_z = \lambda_D \left( \frac{n_0 T_e}{W} \right)^{1/2}, \quad \Delta_{\perp} = \lambda_D \frac{n_0 T_e}{W} \frac{\omega_c}{\sqrt{3(\omega_p^2 - \omega_c^2)}}, \quad (3)$$

где  $W$  — плотность энергии волны при заданных выше параметрах плаз-

мы величина  $W$ , вычисляемая в предположении, что модуляционная неустойчивость ограничивает ее рост, дается соотношением [5]:

$$\frac{W}{n_o T_e} \approx \frac{j_o}{n_o v_b e} \left( \frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2 \sim 10^{-2}. \quad (4)$$

Поэтому толщина каверны оказывается много меньше длины волны и выражение (2) для интенсивности излучения существенно упрощается:

$$P_\omega = 16\omega_p^4 \int_{-1}^{+1} x^2 (1-x^2) dx \left| \int_{-1}^{\infty} r_\perp dr_\perp \int_{-\infty}^{+\infty} dz \psi^2 J_o(k_o r_\perp \sqrt{1-x^2}) \right|^2, \quad (5)$$

где  $J_o$  — функция Бесселя.

Сравнение интенсивности излучения и темпа поглощения вследствие модуляционной неустойчивости с инкрементом  $\sim \omega_p (mW/n_o T_e M)^{1/2}$ , последующего коллапса каверны и поглощения ленгмюровских волн электронами позволяет вычислить КПД преобразования энергии ленгмюровских волн в энергию излучения, который достигает максимального значения

$$\text{КПД} = 20 \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{mc^2} \right)^{3/2} \quad (6)$$

при диаметре каверны  $\Delta_\perp \sim \lambda_o$ . Поскольку, как показано в [8] каверна с размерами  $\Delta_\perp > \lambda_o$  (т. е. с малым  $W$ ) постепенно дробится на более мелкие, то максимум излучения приходится на стадию, когда  $\Delta_\perp \sim \lambda_o$ .

Мы видим, что полученная выше эффективность электромагнитного излучения ленгмюровской турбулентностью оказывается достаточной для объяснения километрового радиоизлучения Земли. Здесь же следует отметить, что эффективность излучения может возрасти, если найденные в работе [9] солитоны ленгмюровских волн с размерами  $\Delta_\perp \sim \lambda_o$  окажутся устойчивыми. Что же касается процессов линейной трансформации, то их рассмотрение в реальном случае сильных полей ( $E \sim 100$  мв/м) следует пересмотреть с учетом образования солитонов или коллапсирующих каверн.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить академика Р.З.Сагдеева за стимулирующие обсуждения.

Институт космических исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 октября 1976 г.

### Литература

- [1] D.A.Gurnett, J.Geophys. Rev., 79, 4227, 1974.
- [2] R.F.Benson, J.Geophys. Res. Lett., 2, 52, 1975.
- [3] Palmadesso et al. J. Geophys. Res., 81, 1762, 1976.
- [4] L.A. Frank. Hot plasmas in the Earth Magnetosphere. Report on AGU International Symposium On Solar-Terrestrial Physics, Boulder, Colorado, USA (June 7 - 18, 1976).
- [5] G.G.Galeev. Physics of the Hot Plasma on the Magnetosphere. Ed. by Hultqvist and L. Stenflo, Plenum Press No 4, London, 1975, 251.

- [ 6 ] С.А.Каплан, В.Н.Цытович. Плазменная астрофизика, М., изд. Наука, 1972.
- [ 7 ] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., изд. 3-е 1960, стр. 210.
- [ 8 ] В.В.Красносельских, В.Сотников. Физика плазмы, 1976 (в печати).
- [ 9 ] В.И.Петвиашвили. Физика плазмы, 1, 28, 1975.
-