

СИЛЬНАЯ ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ КАК ИСТОЧНИК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Е.Н. Кручина, Р.З. Сагдеев, В.Д. Шапиро

Исследованы два механизма генерации электромагнитного излучения сильной ленгмюровской турбулентностью: излучение на плазменной частоте и на второй гармонике плазменной частоты. Получены выражения для мощности электромагнитного излучения в этих двух случаях. Изложенная теория применяется для количественного объяснения солнечных радиовсплесков III типа.

Цель настоящей статьи — исследование механизмов генерации электромагнитного излучения сильной ленгмюровской турбулентностью, базирующееся на теории такой турбулентности, сформулированной в работе [1].

Возможны два механизма генерации электромагнитных волн ленгмюровской турбулентностью: а) излучение на частотах близких к плазменной, в основе которого лежит конверсия плазменных волн на флуктуациях плотности, созданных турбулентностью; б) излучение на удвоенной плазменной частоте в результате рождения электромагнитного кванта при слиянии двух плазменных волн.

Для первого из указанных выше механизмов рождение электромагнитных волн описывается уравнением:

$$\frac{2i}{\omega_p} \frac{\partial E^{tr}}{\partial t} + \frac{c^2}{\omega_p^2} \text{rot rot } E^{tr} + \frac{\delta n}{n_0} E^l = 0. \quad (1)$$

Здесь $E^l(t, \mathbf{r})$, $E^{tr}(t, \mathbf{r})$ — комплексные амплитуды соответственно продольной (плазменной) и поперечной (электромагнитной) составляющих электрического поля

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) e^{-i\omega_p t} + \text{к.с.}$$

Согласно [1], основной энергосодержащей областью ленгмюровской турбулентности является длинноволновая область источника с характер-

ными значениями волновых чисел $k \sim \frac{1}{r_D} \sqrt{\frac{W^l}{n_0 T}}$, W^l — плотность

энергии ленгмюровских колебаний, r_D — радиус Дебая. Длинноволновые плазмоны "размешивают" свою фазу при рассеянии на флуктуациях плотности с характерным временем ν_{cor}^{-1} , $\nu_{cor} \approx \omega_p \frac{W^l}{n_0 T}$, наличие скачков фазы соответствует корреляционной функции фурье-гармоник продольного электрического поля вида:

$$\langle E_{\mathbf{k}}(t) E_{\mathbf{k}'}(t') \rangle = |E_{\mathbf{k}}|^2 \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \exp[-\nu_{cor}(t - t')]. \quad (2)$$

Мы используем в настоящей работе следующие фурье-разложения

$$E(t, r) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}}(t) e^{-i\mathbf{k}r - i\Phi_{\mathbf{k}}(t)},$$

V — объем занятый турбулентностью, $\frac{d\Phi_{\mathbf{k}}^l}{dt} = \frac{3}{2} \omega_p k^2 \lambda_D^2$, $\frac{d\Phi^{tr}}{dt} = \frac{k^2 c^2}{2\omega_p}$. Для фурье-гармоники поперечного электрического поля имеем из (1) следующее соотношение:

$$E_{\mathbf{k}}^{tr} = \frac{\omega_p}{2n_0} \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\vec{\kappa}} \delta n_{\mathbf{k}-\vec{\kappa}} \sin \psi_{\mathbf{k}, \vec{\kappa}} \int_{-\infty}^t E_{\vec{\kappa}}^l(t') \exp[i(\Phi_{\mathbf{k}}^{tr}(t) - \Phi_{\vec{\kappa}}^l(t'))] dt' \quad (3)$$

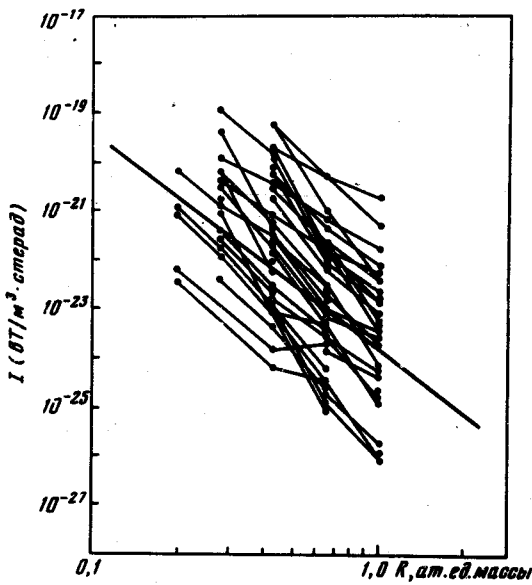
ψ — угол между волновыми векторами плазмона ($\vec{\kappa}$) и электромагнитного кванта (\mathbf{k}).

Ниже будем считать, что генерация электромагнитных волн происходит, в основном, в длинноволновой области источника ленгмюровской турбулентности. Скачки фаз длинноволновых плазмонов приводят к непрерывному потоку энергии в электромагнитное излучение, который как следует из (1), (3), оказывается равным

$$\begin{aligned} \frac{dW^{tr}}{dt} (\omega = \omega_p) &= \frac{\omega_p^2}{2V^2} \sum_{\mathbf{k}, \vec{\kappa}} \frac{|\delta n_{\mathbf{k}-\vec{\kappa}}|^2}{n_0^2} |E_{\vec{\kappa}}^l|^2 \frac{\nu_{cor} \sin^2 \psi_{\mathbf{k}, \vec{\kappa}}}{(\dot{\Phi}_{\mathbf{k}}^{tr} - \dot{\Phi}_{\vec{\kappa}}^l)^2 + \nu_{cor}^2} = \\ &\approx \frac{\omega_p}{4} \frac{W^l}{n_0 T} \left(\frac{3T}{m c^2} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $W^{tr} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial \omega} (\epsilon \omega) \frac{|\mathbf{E}_{\mathbf{k}}|^2 + |\mathbf{H}_{\mathbf{k}}|^2}{16\pi}$ — плотность энергии электромагнитных волн; множитель $(3T/mc^2)^{3/2}$ в последней из формул (4) отражает малость фазового объема электромагнитных колебаний ($k \leq \omega_p/c$) по сравнению с объемом, занятым плазменными колебаниями ($\kappa < 1/r_D$).

В работе [2] исследовалось электромагнитное излучение, создаваемое коротковолновыми плазмонами, локализованными в коллапсирующих кавернах. Как показывают оценки, основывающиеся на последовательной теории ленгмюровской турбулентности, такое излучение пренебрежимо мало по двум причинам. Во-первых, основная доля энергии плазменных колебаний приходится на длинноволновую область источника, а во-вторых в коротковолновой области турбулентность почти изотропна и среднее электромагнитное поле $E^{tr} \sim |\langle \delta n E^l \rangle|$ близко к нулю (этот аргумент не относится к тому случаю, когда внешнее магнитное поле обеспечивает анизотропию турбулентности, см. [3]). Некорректность расчета электромагнитного излучения, проведенного в работе [2], связана с отсутствием в этой работе правильной картины турбулентности.



Уравнение для определения электромагнитного поля на удвоенной плазменной частоте имеет вид

$$\frac{1}{\omega_p^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}^{tr}}{\partial t^2} + \frac{c^2}{\omega_p^2} \text{rot rot } \vec{\mathcal{E}}^{tr} + \vec{\mathcal{E}}^{tr} = \frac{e}{4m\omega_p^2} \{ [(\vec{\mathcal{E}}^l \nabla) \vec{\mathcal{E}}^l + 2\vec{\mathcal{E}}^l \text{div } \vec{\mathcal{E}}^l] \times \times e^{-2i\omega_p t} + \text{к.с.} \}. \quad (5)$$

Использование представления о случайных скачках фазы плазмонов с частотой ν_{cor} , в полной аналогии с проведенным выше рассмотрением приводит к следующей формуле для мощности электромагнитного излучения на частоте $2\omega_p$:

$$\frac{dW^{tr}}{dt} (\omega = 2\omega_p) = \frac{3e^2}{64\pi m^2 c^2} \frac{1}{V^2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} |E_{\mathbf{k}-\mathbf{k}}^l|^2 |E_{\mathbf{k}}^l|^2 \frac{\nu_{cor} \sin^2 \psi_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}}{(\dot{\Phi}_{\mathbf{k}}^{tr} - \dot{\Phi}_{\mathbf{k}-\mathbf{k}}^l - \dot{\Phi}_{\mathbf{k}}^l)^2 + \nu_{cor}^2} \approx \frac{3}{32} \omega_p W^l \left(\frac{3T}{mc^2} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Дополнительный множитель $T/mc^2 \sim k^2/\kappa^2$ в этой формуле по сравнению с (4) связан с отсутствием дипольного излучения на удвоенной плазменной частоте, — обстоятельство, впервые отмеченное в работе [3].

Одно из важнейших применений изложенной здесь теории — это количественное объяснение радиовсплесков III типа. Общеизвестная точка зрения на физику этого явления, к тому же подтвержденная экспериментально (см., например, [4]), сводится к следующему. Потoki высокоэнергетичных (десятки кэВ) электронов, возникающих при вспышках на Солнце, распространяясь в плазме солнечного ветра

вдоль силовых линий магнитного поля, возбуждают плазменные колебания, которые в свою очередь генерируют электромагнитное излучение на локальной плазменной частоте и ее второй гармонике. При распространении электронного пучка от Солнца локальная плазменная частота убывает, что приводит к монотонному уменьшению частоты излучения как функции времени.

Согласно измерениям, проведенным на спутниках Helios 1, 2 на расстоянии 0,5 А.Е. параметры электронного пучка таковы: плотность $n_1 \approx (4 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}) \text{ см}^{-3}$, скорость $v_0 \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$, разброс по скоростям $\Delta v / v_0 \approx 0,3$, параметры тепловой плазмы солнечного ветра на этих расстояниях $n_0 \approx 40 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^5 \text{ }^\circ$. Используя результаты работы [5], нетрудно показать, что параметры рассматриваемого явления примерно соответствуют границе между слабой и сильной турбулентностью плазменных колебаний, возникающих при релаксации электронного пучка в плазме. В этом случае энергия колебаний должна соответствовать порогу модуляционной неустойчивости, который в так называемом дозвуковом пределе $W^l / n_0 T < m_i / M$ имеет вид:

$\frac{W^l}{n_0 T} \approx 3(\Delta k)^2 r_D^2$ [6], что для возбуждаемых пучком плазменных колебаний ($k \approx \omega_p / v_0$) эквивалентно следующему условию:

$$\frac{W^l}{n_0 T} = 3 \frac{T}{m v_0^2} \frac{(\Delta v)^2}{v_0^2} \approx 1,2 \cdot 10^{-5}. \quad (7)$$

При смещении от Солнца плотность плазмы солнечного ветра изменяется по закону $n_0 \sim R^{-2}$, температура $T \sim R^{-2/7}$ (см. [7]) и формула (7) соответствует следующей радиальной зависимости плазменного поля $E^l \sim R^{-1,3}$. Эксперимент дает на расстоянии 0,5 А.Е. значение

$$\frac{W^l}{n_0 T} \approx 5 \cdot 10^{-6} - 10^{-5} \text{ и закон } E^l \sim R^{-1,4}.$$

Для пороговой интенсивности ленгмюровских колебаний, определяемой соотношением (7), формулы (4) и (6) соответствуют следующим интенсивностям электромагнитного излучения

$$I(\omega = \omega_p, R = 0,5 \text{ А.Е.}) \approx 2 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{стерад}}, \quad (8)$$

$$I(\omega = 2\omega_p, R = 0,5 \text{ А.Е.}) \approx 3 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^3 \cdot \text{стерад}}, \quad I(\omega = 2\omega_p) \sim R^{-4,5}.$$

При оценках I мы предположили, что источник радиоизлучения имеет угловые размеры с полушириной $\approx 45^\circ$ [8]. В действительности неточность в определении угловых размеров приводит к неопределенности в оценке интенсивности порядка $2 + 3$.

Результаты измерения интенсивности излучения на удвоенной плазменной частоте, полученные в работе [4], представлены на рисунке, сплошная линия соответствует теоретическим результатам, вполне удовлетворительно согласующимся с экспериментом.

В заключение отметим, что модели радиоизлучения, основывающиеся на рассмотрении генерации электромагнитных волн в рамках слабой турбулентности, приводят к зависимости $I \sim E^l$ [9, 10]. В этом случае только для максимальных значений E^l теоретическая оценка I совпадает с экспериментом, если же в качестве E^l использовать среднее из полученных в эксперименте значений, то теоретическая величина интенсивности излучения полученная в работах [9, 10], оказывается существенно меньше измеренной.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 августа 1980 г.

Литература

- [1] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. ЖЭТФ, 73, 1352, 1977.
 - [2] M.V.Goldman, G.F.Reiter, D.R.Nickolson. Radiation from strongly turbulent plasma. Preprint 1979.
 - [3] А.А.Галеев, В.В.Красносельских. Письма в ЖЭТФ, 24, 558, 1976.
 - [4] D.A.Gurnett, R.R.Anderson. Science, 194, 1159, 1976; D.A.Gurnett, R.R.Anderson, R.L.Tokar. Preprint U. of Iowa, 79-40, 1979.
 - [5] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. ЖЭТФ, 72, 507, 1977.
 - [6] В.Е.Захаров. ЖЭТФ, 62, 1745, 1972.
 - [7] А.Хундхаузен. Расширение короны и солнечный ветер. М., изд. Мир, 1976.
 - [8] M.M.Baumback, W.S.Kurth, D.A.Gurnett. Solar Phys., 48, 361, 1976.
 - [9] K.Papadopoulos, M.L.Goldstein, R.A.Smith. Ap. J. 190, 175, 1974.
 - [10] D.F.Smith. Adv. Astr. Ap. 7, 147, 1970.
-