

**ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА "КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ"
НА ДИНАМИКУ ИСКУССТВЕННОЙ КОМЕТЫ
(эксперимент АМРТЕ)**

Е.В. Мишин, В.А. Рожанский, Ю.Я. Ружин

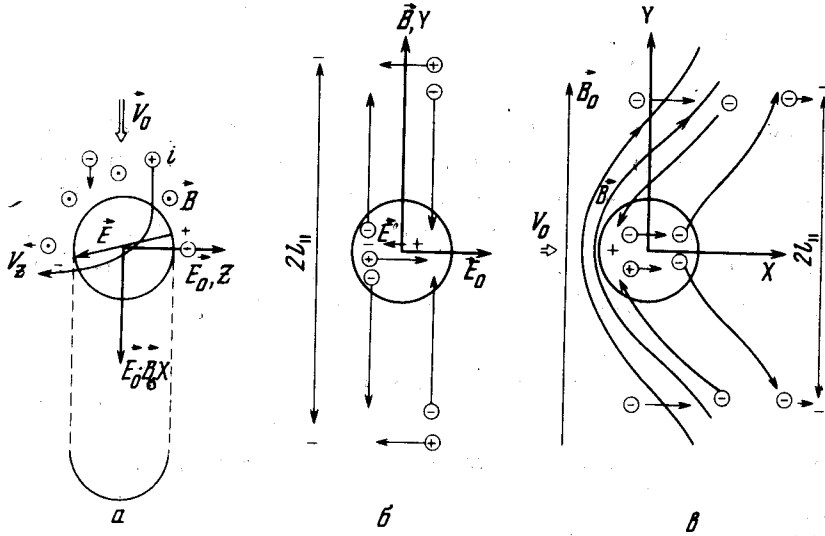
Предложена модель короткого замыкания токов и распределения электрических полей, которая объясняет основные черты динамики искусственной кометы в эксперименте АМРТЕ.

1. В последние годы в связи с исследованием кометы Галлея возрос интерес к важному для гео- и астрофизики вопросу об ускорении неподвижного плазменного облака потоком плазмы, движущимся поперек магнитного поля B_0 . С целью моделирования этого явления в 1984–85 гг. выполнен эксперимент АМРТЕ¹ с инъекцией бариевых облаков в солнечный ветер (СВ).

Известно, что облако малой концентрации ($A = n_I/n_0 \ll 1$; индексы 0 и i относятся к СВ, I – к облаку) приобретает скорость потока (СВ) v_0 за счет дрейфа в электри-

ческом поле $E_0 = -\frac{1}{c} v_0 \times B_0$. В противоположном ($A \gg 1$) пределе поле E_0 компенсируется в облаке полем поляризации E' и ускорение связывают¹ с передачей импульса альвеновскими волнами. В эксперименте АМРТЕ обнаружено, что: 1) время ускорения облака (вдоль v_0) много больше альвеновского¹⁾; 2) облако смещается в противоположном E_0 направлении с характерной скоростью $2-3 \text{ км/с} \approx 10^{-2} v_0$.

Ниже представлена модель, объясняющая эти результаты. Суть ее в следующем. Дрейф облака происходит в возмущенном электрическом поле $E = E_0 + E'$. Величина $E' = -\nabla\Psi$ определяется эффектом "короткого замыкания" (см. ²) токов по плазме СВ. Неустойчивость продольных токов в СВ (аномальное сопротивление³) приводит к увеличению времени ускорения.



а – Геометрия эксперимента. Пунктиром показан хвост кометы.
 б – Токовая система в плоскости zy .
 в – Силовые линии магнитного поля и токовая система в плоскости xy .

2. Рассмотрим плотное ($A \gg 1$) плазменное облако с масштабами $a_{||}$ и $a_{\perp} \sim a_{||}$ относительно возмущенного магнитного поля B ($B/B_0 \gg 1$); B и E "спадает" до фона на масштабах $l_{||}$ и a_{\perp} (см. рисунок). Пусть в соответствии с условиями эксперимента¹ в области сильного B ("голова" кометы) гирорадиусы ионов $\rho_{I,i} = (v/\omega_c)_{I,i} \lesssim a_{\perp}$ и $\rho_i^{(0)} = v_0/\omega_{ci}^{(0)} \gg a_{\perp}$, где ω_{cj} – гирочастота j иона.

Из условия замыкания токовой системы рис. б имеем

$$\nabla_{||} \Gamma_{||}^{(e)} = \nabla_{\perp} (\Gamma_{\perp}^{(i)} + \Gamma_{\perp}^{(I)}). \quad (1)$$

Здесь $\Gamma_{||}^{(e)} = n_e e E_{||} / m v_e$; v_e – эффективная частота соударений электронов;

$$\Gamma_{\perp}^{(j)} = \left[\frac{n_j}{\omega_{cj}} \left\{ \frac{\partial v_{\perp}}{\partial t} + (v_{\perp} \nabla) v_{\perp} \right\} \times \frac{B}{B} \right]$$

– инерционный ток j -ионов; $v_{\perp} = cE \times B/B^2$.

1) Согласно ¹, за время наблюдения (5 мин) облако должно было сместиться на несколько тыс км. Реальное смещение – менее 100 км.

В плазме СВ справедлива оценка $\nabla_{\parallel} \sim 1/l_{\parallel}$ и $\nabla_{\perp} \Gamma_{\perp}^{(I)} \sim n_0 v_0/a_{\perp}$; в облаке $-\nabla_{\parallel} \sim 1/a_{\parallel}$ и $\nabla_{\perp} \Gamma_{\perp}^{(I)} \approx \partial/\partial z \Gamma_z^{(I)}$. В результате из (1) следует

$$l_{\parallel} \approx a_{\perp} (\omega_{ce}^{(0)}/v_e)^{1/2} \quad (2)$$

$$\partial v_x/\partial t \lesssim \omega_{cI} v_0 (l_{\parallel}/a_{\parallel} A)$$

(учтено, что $E'_z \approx -E_0$ и в силу потенциальности $E'_{\parallel} = E'_z a_{\perp}/l_{\parallel}$). Таким образом, ускорение плотного облака в $\sim A (v_e/\omega_{ce}^{(0)})^{1/2}$ меньше, чем разреженного. Установившаяся (за время $\sim a_{\perp}/v_{\perp}$) скорость "сноса" облака потоком СВ, определяемая из (1), при $v_x \gg v_z$ равна

$$v_x \sim v_* = v_0 \left(\frac{l_{\parallel} a_{\perp}}{A a_{\parallel} \rho_i^{(0)}} \frac{M_i}{M_I} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Скорость поперечного смещения v_z определяется компонентой E_x , величину которой можно найти из анализа токовой системы рис. в. Последняя обусловлена торможением электронов СВ в области сильного B , которое в отсутствие продольного ($\parallel \mathbf{B}$) перетекания приводит к адиабатическому возрастанию концентрации ($n_e \sim B$). Однако, т.к. концентрация ионов СВ остается порядка n_0 ($\rho_i \sim a_{\perp}$), электроны растекаются вдоль B и $\Gamma_{\parallel}^{(e)} \sim n_0 e E'_x a_{\perp}/m v_e l_{\parallel}$. Из условия замыкания тока электронов СВ

$$-\nabla_{\parallel} \Gamma_{\parallel}^{(e)} = \nabla_{\perp} \Gamma_{\perp}^{(e)} \sim \frac{\partial \Gamma_x^{(e)}}{\partial x} \sim n_0 v_x^{(e)} \partial/\partial x \ln B \sim n_0 \frac{c E_0}{a_{\perp} B}$$

с учетом (2) находим $E'_x \sim E_0 B_0/B$. Таким образом, скорость дрейфа

$$\mathbf{v}_z = \frac{c [\mathbf{E}_x \times \mathbf{B}]}{B^2} \simeq -v_0 \left(\frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\mathbf{E}_0}{E_0} \quad (4)$$

не зависит от концентрации¹⁾.

Из (3) и (4) следует, что в достаточно плотном ($A > (l_{\parallel} M_i/a_{\parallel} M_I) \cdot (B/B_0)^3$) облаке основным в инерционном токе $\Gamma_z^{(I)}$ является вклад дрейфа $v_z \partial/\partial z$ и вместо (3) имеем

$$v_x \sim \frac{v_*^2}{v_0} \left(\frac{B}{B_0} \right)^3 \quad (5)$$

3. Приведем сравнение с экспериментом¹, характерные параметры которого таковы ($t = 100$ с): $a_{\perp} \sim a_{\parallel} \sim 100$ км, $B \approx 10 B_0 \approx 100$ нТ, $A \approx 2 \cdot 10^3$, $n_0 \approx 5$ см⁻³, $v_0 \approx 300$ км/с. Эффективную частоту соударений электронов СВ можно оценить как (см.³) $\nu_e = \alpha \omega_{p0}$, где ω_{p0} — плазменная частота в СВ, $\alpha \sim 10^{-3}$. При этом из (2), (4) и (5) получаем $v_z \approx 10^{-2} \cdot v_0 \approx 3$ км/с, $v_x \sim 1$ км/с в согласии с экспериментом. С течением времени концентрация облака уменьшается из-за вытекания частиц в "хвост", а скорость "сноса" возрастает, что также согласуется с (5) ($v_x \sim 1/A$).

Отметим, что скин-слоевое время $\tau_s \sim \frac{\omega_{p0}^2 a_{\perp}^2}{v_e c^2} \sim 10$ с меньше $a_{\perp}/v_z \sim 40$ с. Это оправдывает используемое потенциальное приближение.

В заключение обсудим величину ν_e . Как следует из (1) и (2), токовая скорость

¹⁾ Это справедливо лишь при $v_* \ll v_0$.

электронов СВ

$$v_{||}^{(e)} = \frac{eE'_{||}}{mv_e} \sim v_0 \left(\frac{\omega_{ce}^{(0)}}{v_e} \right)^{1/2}$$

составляет заметную долю их тепловой скорости ($v_{Te} \approx 10 v_0$), что значительно выше пороговой для возбуждения в плазме СВ токовых (низкочастотных) неустойчивостей и возникновения аномального сопротивления (см. ³). В эксперименте АМРТЕ действительно обнаружена ⁴ низкочастотная турбулентность, уровень которой достаточно высок для создания эффективного рассеяния.

Литература

1. Haerendel G., Paschmann G., Baumjohan W., Carlson C.W. Nature, 1986, 320, №6064, 720.
2. Дмитриев А.П., Рожанский В.А., Цендин Л.Д. УФН, 1985, 146, 237.
3. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1973, 7, 3.
4. Gurnett D.A., Anderson R.R., Häüsler B., Haerendel G. et al. Geoph. Res. Lett., 1985, 12, 851.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР
Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию
18 сентября 1987 г.