

## ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ТОРМОЖЕНИЕ В ПЛАЗМЕ

*Л.И.Рудаков*

В применении к лазерной и космической плазме рассмотрены эффекты возбуждения токов проводимости в среде при вхождении в нее потоков частиц. Явление проявляется в генерации магнитного поля и добавочном торможении потоков.

Для введения в задачу обратимся к хорошо изученному явлению инжекции сильнооточного релятивистского пучка электронов в электропроводящую среду [ 1, 2 ]. Он возбуждает в среде обратный ток электронов проводимости, компенсирующий ток пучка. Магнитное поле пучка появляется по мере омической диссипации обратного тока

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi}{c} (j(E) + j') = \frac{4\pi}{c} j. \quad (1)$$

Здесь  $j$ ,  $j(E)$ ,  $j'$  – разностный – “чистый” ток, ток электронов плазмы и сторонний ток – ток пучка. Пока сохраняется магнитная компенсация токов,  $|j| \ll |j(E) + j'|$ , закон появления магнитного поля можно найти из условия  $j' + j(E) = 0$ . Для цилиндрического пучка, для закона Ома  $j_z = \sigma E_z$  из этого условия следует соотношение

$$H_\varphi = c \int_0^t dt \frac{\partial}{\partial r} \frac{j'}{\sigma}. \quad (2)$$

Естественно, что полное "вымораживание" поля стороннего тока происходит за скинновое время ( $4\pi\sigma r^2 c^2$ ). Однако для сильноточных пучков характерным является другое время – время вымораживания поля, существенно влияющего на движение частиц пучка, когда радиус бетатронных колебаний частиц пучка в вымороженном поле сравняется с радиусом канала. Иначе, когда чистый ток достигает значения  $I_A \theta^2$ , где  $I_A = m' v c^2 / e$  – ток Альфвена,  $\theta^2 = v_{\perp}^2 / v^2$ . Для частиц пучка такое магнитное поле вымораживается за характерное время задачи

$$\frac{4\pi\sigma r^2 I_A \theta^2}{c^2 I'} , \quad I' \text{ – ток пучка.} \quad (3)$$

Из этой оценки выпал радиус пучка. Поэтому естественно ожидать, что процесс генерации магнитного поля может идти и в однородном потоке. То есть однородный поток неустойчив относительно разбиения на токовые струи. Действительно, радиальные флуктуации плотности частиц в пучке  $\delta n'$  приводят к неоднородности тока и появлению магнитного поля в соответствии с (2). Связь  $\delta n'$  и  $H_{\varphi}$  можно найти из уравнения радиального баланса сил в потоке

$$\frac{\partial}{\partial r} m' v^2 \theta^2 \delta n' = - \frac{1}{c} j' H_{\varphi} , \quad (4)$$

Подставляя  $\delta n'$  из уравнения (4) в уравнение (2), получим выражение для инкремента филаментационной неустойчивости потока заряженных частиц в проводящей среде ( $\nu_{ei}$  – частота электрон-ионных столкновений среды)

$$\gamma = \frac{m}{m'} \frac{n'}{n} N_{ei} \theta^2 . \quad (5)$$

Конкурирующий процесс – диффузионное расплывание магнитного поля, поэтому неустойчивы возмущения с масштабом меньше скиннового:

$$k^2 < 4\pi\sigma \gamma c^{-2} \cong - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{n'}{n} \frac{m}{m'} \theta^2 . \quad (6)$$

Эта неустойчивость рассмотрена в подробностях в работах [ 3, 4 ] в связи с задачей транспортировки мощных пучков ионов и релятивистских электронов через плотную плазму до термоядерной мишени. В отличие от известной высокочастотной  $\gamma = ku \frac{n'}{n} \theta^2 \gg \nu_{ei}$  анизотропной неустойчивости [ 5 ], подавляемой малым угловым разбросом,  $\theta^2 > n' / n$ , неустойчивость (5) существует, если есть просто превышение продольной энергии частиц в потоке над поперечной.

Мы обращаем внимание на то, что явление генерации магнитного поля потоком заряженных частиц и его разбиение на струи возможно и в лазерной и в космической плазмах.

Экспериментально установлено, что в плазме, создаваемой мощными лазерами при потоках мощности  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше, большую роль играют надтепловые быстрые электроны, возникающие в результате коллективных эффектов в докритической области плазменной короны. Они переносят существенную долю поглощаемой мощности в плотные слои вещества, где тормозятся и застревают. Их интегральный поток, нормированный на альфвеновский ток, для типичных условий экспериментов по облучению сферических мишеней с радиусом  $(1 - 3) \cdot 10^{-2}$  см составляет

$$en'v \ 4\pi R^2 / I_A = \frac{4\pi e^2}{m' c^2} R^2 \cong 10^{-15} n' .$$

Так как концентрация быстрых частиц, измеряемая в экспериментах, существенно больше  $10^{15}$ , то мы имеем ситуацию, рассмотренную выше. Инкремент неустойчивости (5) для типичной лазерной плазмы ( $T_e = 1$  кэВ,  $z_{ef} \cong 5$ ) составляет

$$\gamma \cong \frac{n'}{n} \nu_{ei} \theta^2 \cong 10^{-8} n' ,$$

Таким образом, неустойчивость успеет развиться за характерное время эксперимента ( $10^{-9}$  сек), если  $n' > 10^{17}$ . Радиус струй определяется неравенством (6), откуда с учетом требования на  $n'$  получаем оценку  $r > \frac{c}{\omega_p} \left( \frac{n}{n'} \right)^{1/2} > 2 \cdot 10^{-3}$  см. Эта неустойчивость опасна тем, что она, разбивая на струи поток тепла, переносимый быстрыми частицами, может привести к неоднородному прогреву и нарушить симметрию сжатия оболочки.

Обратимся к космической плазме. Здесь характерные плотности ( $10 - 10^{-3}$ ) частиц  $\text{см}^3$  и температура  $0,1 \div 100$  эВ. В потоках, например в солнечном ветре в земной окрестности,  $n \cong 1 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 10$  эВ, скорость протонов до  $3 \cdot 10^7$  см/сек.

Подчеркнем, что хотя все представления и формулы мы получали для электронных пучков, но и при вхождении квазинейтрального сгустка в плазму на длине, меньшей длины пробега ионов сгустка, но большей длины пробега электронов, идут описанные выше процессы. Для этого случая под  $m'$  в формулах, полученных ранее, надо понимать массу ионов.

Несмотря на малую плотность, интегральные потоки в космической плазме велики. Поток в солнечном ветре сравнивается с альфвеновским током ионов  $Mvc^2/e$  при поперечном размере  $10^8$  см, т.е. поток частиц на сечение магнитосферы земли превышает Альфвеновский в сотни раз. Характерное время рождения поля в солнечном ветре при его взаимодействии с плазмой сравнимой концентрации

$$\frac{M}{m} \frac{n}{n'} v_{ei}^{-1} \cong 10^9 \text{ сек} \cong 30 \text{ лет.}$$

Рассмотрим физическую картину генерации магнитного поля при вхождении быстрого потока плазмы длиной  $l$  в более плотное, протяженное космическое облако. За время прохождения сгустка  $t = l/v$  в облаке будет генерироваться магнитное поле согласно (2). Это поле, вмороженное в плазму облака, будет оставаться как след сгустка, постепенно расширяющийся на скин-длине  $l_1 = 4\pi\sigma v r^2 c^{-2}$ . Трата энергии на джоулев нагрев плазмы облака, сгусток затормозится на пути  $\frac{M}{m} \frac{n}{n'} v / v_{ei}$ . Доля энергии, передаваемой в энергию вымороженного магнитного поля, составляет  $lc^2/4\pi\sigma v r^2$ . В приведенных формулах масштаб задается или начальным поперечным размером сгустка или возникает вследствие развития указанной неустойчивости, но ограничен снизу значением  $\frac{c}{\omega_p} \left( \frac{n}{n'} \frac{M}{m} \right)^{1/2}$ .

Естественно, что нарисованная картина процесса имеет место на пути, меньшем, чем одночастичная длина торможения сгустка. Из-за увлечения электронов ионами под  $v_{ei}$  надо понимать

$$v_{ei} + v_{ei}' = \frac{n}{n'z'} v_{ei}', \quad n = n_i z_i + n' z_i'$$

Приведенные выше примеры показывают важность учета эффектов возбуждения компенсирующих токов проводимости в среде при вхождении в нее потоков частиц, превышающих альфвеновский предел, что имеет место в лазерной и космической плазме.

#### Литература

1. Иванов А.А., Рудаков Л.И. ЖЭТФ, 1970, 58, 1332.
2. Кингсен С.С. и др. ЖЭТФ, 1972, 63, 2132.
3. Lee E.P., e.a. Phys. Fluids, 1980, 23, 2095.
4. Gordeev A.V., e.a. 10 Europ. Conf. on Plasma Phys., Moscow, 1981, v-1, F-11.
5. Weibel E.S. Phys. Rev. Lett., 1959, 2, 83.