*Краткие сообщения по физике № 11 1980*

# ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОБНЫМ ЗАРЯДОМ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. М. Алиев, В. Ю. Быченков, А. А. Фролов

УДК 533.95I

Предсказан эффект генерации магнитного поля пробным зарядом, помещенным в плазму с анизотропной температурой.

Хорошо известно, что в однородной изотропной плазме поле покоящегося заряда является чисто электростатическим и описывается экранированным кулоновским потенциалом. Ниже на примере плазмы с анизотропной температурой электронов показано, что анизотропия плазмы ведет к нарушению электростатического характера поля пробного заряда. Именно, возникает магнитное поле, определяющееся степенью анизотропии температуры плазмы, которое распространяется от заряда на расстояние, значительно превышающее дебаевский радиус. Обнаруженное явление генерации магнитного поля пробным зарядом может быть положено в основу разработки новых методов диагностики плазмы.

Поясним, сначала, физическую природу возникновения магнитостатической составляющей поля пробного заряда в анизотропной плазме. Известно /I/, что учет конечного теплового давления электронов плазмы приводит к возникновению термоэдс и связанному с ней магнитному полю. Роль источника возбуждения магнитного поля играет величина $\mathrm{rot}(\nabla p^{(e)}/n_e)$, где $p^{(e)} = n_e T_e$ - тепловое давление электронов ($n_e$ и $T_e$ - плотность и температура электронов плазмы). При этом генерация магнитного поля обусловлена как неоднородностью плотности, так и неоднородностью температуры. В однородной изотропной плазме этот источник отсутствует. Внесение пробного заряда в такую среду вызывает лишь возмущение электронной плотности и также не приводит к возникновению источника генерации магнитного поля. В однородной плазме с анизотропной температурой генерация магнитного поля пробным зарядом оказывается возможной в силу анизотропии теплового давления, определяющегося тензором $p_{ij}^{(e)} = \{T_\perp(\delta_{ij} - h_i h_j) + T_\parallel h_i h_j\} n_e$, где через $T_\parallel$ обозначена температура электронов вдоль единичного вектора $\vec{h}$, а через $T_\perp$ – температура электронов в плоскости перпендикулярной вектору $\vec{h}$. При учете анизотропии теплового давления роль источника возбуждения магнитного поля играет величина $(T_\parallel - T_\perp)\mathrm{rot}\left[n_e^{-1}\vec{h}(\vec{h}\nabla)n_e\right]$. Отсюда следует, что, если в однородную плазму с анизотропной температурой внести заряд, то за счет возмущения $\delta n$ электронной плотности плазмы электростатическим потенциалом этого заряда возникает источник $\left[(T_\parallel - T_\perp)/n_e\right] \mathrm{rot}\left\{\vec{h}(\vec{h}\nabla\delta n)\right\}$, приводящий к генерации магнитного поля.

С учетом вышесказанного, для определения величины стационарного магнитного поля, обусловленного пробным зарядом имеем уравнение:

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma_\perp}\Delta\vec{B} + \frac{c^2}{4\pi}\left(\frac{1}{\sigma_\perp} - \frac{1}{\sigma_\parallel}\right)\mathrm{rot}[\vec{h}(\vec{h}\,\mathrm{rot}\vec{B})] = \frac{c(T_\parallel - T_\perp)}{en_e}\mathrm{rot}\left[\vec{h}(\vec{h}\nabla\delta n)\right]. \tag{I}$$

Уравнение (I) записано для случая, когда стационарное состояние устанавливается за счет диффузии магнитного поля, обусловленной электрон-ионными столкновениями, частота которых не меньше циклотронной частоты $|e|B/m_e c$. При этом учтено, что скорость диффузии магнитного поля различна вдоль и поперек вектора $\vec{h}$. В уравнении (I) анизотропная проводимость плазмы определяется величинами $\sigma_\parallel$, $\sigma_\perp$, для которых в пятимоментном приближении метода Греда имеем:

$$\sigma_\parallel = e^2 n_e/m_e\nu_\parallel, \quad \sigma_\perp = e^2 n_e/m_e\nu_\perp,$$

$$\nu_\parallel = \frac{3T_\perp}{T_\parallel - T_\perp}\nu_T\left(\frac{T_\parallel \ln\beta}{2\sqrt{T_\parallel(T_\parallel - T_\perp)}} - 1\right),$$

$$\nu_\perp = \frac{3T_\parallel}{2(T_\parallel - T_\perp)}\nu_T\left(1 - \frac{T_\perp \ln\beta}{2\sqrt{T_\parallel(T_\parallel - T_\perp)}}\right),$$

где $\beta = (\sqrt{T_\parallel} + \sqrt{T_\parallel - T_\perp})/(\sqrt{T_\parallel} - \sqrt{T_\parallel - T_\perp})$, а величина $\nu_T$ отличается от выражения для обычной частоты электрон-ионных столкновений заменой электронной температуры на величину $(T_\parallel T_\perp^2)^{1/3}$ и для определенности принято $T_\parallel > T_\perp$.

Отметим, что в плазме с анизотропной температурой за счет развития электромагнитной неустойчивости /2/ возможно возникновение мелкомасштабных магнитных пульсаций, которые могут повлиять на характер диффузии регулярного магнитного поля, генерируемого пробным зарядом. Эта неустойчивость /2/ является апериодической и характеризуется волновым числом $k_m$ наиболее эффективно возбуждаемых волн

$$k_m \simeq \frac{\omega_{Le}}{c}\left(\frac{T_\parallel - T_\perp}{3T_\perp}\right)^{1/2},$$

где $\omega_{Le}$ - электронная ленгмюровская частота. Возбуждение возмущений с характерной длиной волны, определяемой этим соотношением, оказывается невозможным, если размер плазмы ограничен $l \leqslant k_m^{-1}$, то есть

$$l \leqslant \frac{c}{\omega_{Le}}\left(\frac{T_\parallel - T_\perp}{3T_\perp}\right)^{-1/2}.$$

С другой стороны следует иметь в виду, что неустойчивость может развиваться лишь в случае малости эффектов столкновительной диссипации, когда $\nu_T < k_m v_{T\perp}$ ($v_{T\perp}$ - тепловая скорость электронов с температурой $T_\perp$). Это неравенство определяет порог возникновения неустойчивости и позволяет записать условие ее отсутствия в виде:

$$\left(\frac{T_\parallel - T_\perp}{3T_\perp}\right)^{1/2} \leqslant \frac{\nu_T}{\omega_{Le}}\,\frac{c}{v_{T\perp}}.$$

Таким образом, оба полученных неравенства следует рассматривать как условия на параметры плазмы, при которых электромагнитная неустойчивость не развивается и диффузия магнитного поля определяется электрон-ионными столкновениями.

В плазме с горячими ионами $T_\perp \gg T_\parallel$ ($T_\perp$ - температура ионов) выражение для возмущения плотности $\delta n$ пробным зарядом $q$ имеет простой вид и определяется следующим соотношением, обобщающим хорошо известную формулу дебаевской экранировки на случай анизотропной плазмы,

$$\delta n = \frac{|e|\,n_e}{\sqrt{T_\parallel T_\perp}} \frac{q}{\sqrt{\rho^2 + (T_\perp/T_\parallel)z^2}} \exp\left\{-\frac{1}{r_{De}^{(\perp)}}\sqrt{\rho^2 + (T_\perp/T_\parallel)z^2}\right\}. \quad (2)$$

Здесь принято, что вектор $\vec{B}$ ориентирован вдоль оси $z$, за начало координат выбрана точка, в которой находится заряд, $\rho$ - полярный радиус, $r_{De}^{(\perp)}$ - радиус дебаевского экранирования для электронов с температурой $T_\perp$. Согласно (I) магнитное поле имеет только $\varphi$- тую компоненту ($B \equiv B_\varphi$):

$$B(\rho,z) = -\frac{qc}{a_\perp^2}\frac{T_\parallel - T_\perp}{T_\perp}\,\mathrm{sign}(z)\int_0^\infty \frac{dk_\perp (k_\perp r_{De}^{(\perp)})^2 J_1(k_\perp\rho)}{(k_\perp r_{De}^{(\perp)})^2\left[(a_\parallel^2 T_\parallel/a_\perp^2 T_\perp) - 1\right] - 1} \times$$

$$\times\left\{\exp\left[-\sqrt{\frac{T_\perp}{T_\parallel}\left(k_\perp^2 + \frac{1}{r_{De}^{(\perp)2}}\right)}\,|z|\right] - \exp\left(-\frac{a_\parallel}{a_\perp}k_\perp|z|\right)\right\}, \quad (3)$$

где $a_{\perp,\parallel}^2 = c^2/4\pi\sigma_{\perp,\parallel}$, $\mathrm{sign}(z) = 1$ при $z>0$, $\mathrm{sign}(z) = -1$ при $z<0$. Формула (3) определяет пространственное распределение магнитного поля, генерируемого пробным зарядом. На расстояниях

$$\rho \gg r_{De}^{(\perp)}, \quad |z| \gg (a_\perp/a_\parallel)r_{De}^{(\perp)}$$

из соотношения (3) имеем следующую асимптотическую формулу:

$$B(\rho,z) = -3\,\frac{qca_{\parallel}}{a_{\perp}^{3}}\,r_{De}^{(\perp)2}\,\frac{T_{\parallel}-T_{\perp}}{T_{\perp}}\,\frac{z\rho}{\left[\rho^{2}+(a_{\parallel}^{2}/a_{\perp}^{2})z^{2}\right]^{5/2}}. \qquad (4)$$

В условиях $T_i \lesssim T_{\parallel,\perp}$ простое выражение для магнитного поля можно получить в пределе малой анизотропии $T_{\parallel} - T_{\perp} \ll T_{\parallel}$, воспользовавшись обычной формулой дебаевской экранировки заряда:

$$B(\vec{r}) = \frac{qc}{a_{\perp}^{2}}\,\frac{T_{\parallel}-T_{\perp}}{T_{\perp}}\,r^{-3}\rho z\left\{\left(1+\frac{3r_D}{r}\right)e^{-r/r_D}+\frac{3r_D^2}{r^2}\left(e^{-r/r_D}-1\right)\right\}, \qquad (5)$$

$r^2 = \rho^2 + z^2$,

где $r_D$ - дебаевский радиус плазмы. Из формул (4), (5) следует, что магнитное поле убывает обратно пропорционально кубу расстояния от заряда. Для плазмы с плотностью $\sim 10^{21}$ см$^{-3}$, температурой $T_i \sim T_{\parallel} \sim T_{\perp} \sim 1$ кэВ на расстоянии дебаевского радиуса от пробного заряда величина магнитного поля оказывается равной $\sim 10^5 |q/e|$ Гс.

Благодарим А. А. Рухадзе и В. П. Силина за интерес к работе и полезные замечания.

Поступила в редакцию
30 июня 1980 г.

Литература

1. J. A. Stamper et. al., Phys. Rev. Lett., 26, 1012 (1971).
2. E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett., 2, 83 (1959).