Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 5, стр. 288 – 291 5 марта 1974 г.

О САМОПРОИЗВОЛЬНОМ ЗАМАГНИЧИВАНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Л.А.Больщов, Ю.А.Дрейзин, А.М.Дыхне

Теоретически исследовано замагничивание электронной теплопроводности в лазерной плазме спонтанными магнитными полями, возникающими за счет термоэлектрических эффектов в неоднородной плазме. Выведена система уравнений, описывающая эволюцию магнитных полей и электронной температуры. Найдены инкременты магнитно-тепловой неустойчивости. Обсуждается роль магнитнотепловых эффектов в экспериментах с лазерной плазмой.

1. В плазме, создаваемой лазерным излучением, могут возникать спонтанные магнитные поля. Они были обнаружены экспериментально в работах [1, 2]. В литературе рассматривались некоторые возможные механизмы возникновения этих полей. В частности, авторы работы [2] предположили, что обнаруженные ими магнитные поля вызваны действием термоэдс в неоднородной плазме. В настоящей работе мы подробно рассмотрим этот механизм и покажем, что замагничивание электронов спонтанными магнитными полями может оказаться существенным для термоядерных исследований с лазерной плазмой.

2. Для определенности будем ориентироваться на следующие характерные параметры плазмы: плотность $n \sim 10^{22} - 10^{23}$ *см*$^{-3}$, электронная температура $T_e \sim 5$ *кэв*, размер $a \sim 10^{-2}$ *см*, время разлета $t_{\text{ин}} \sim 10^{-9}$ *сек*. Для такой плазмы магнитное число Рейнольдса $\mathrm{Re}_m = \dfrac{4\pi\sigma a^2}{c^2 t_{\text{ин}}} \sim 10^4$, что позволяет пренебречь трением между электронами и ионами. При указанных параметрах длина пробега $l << a$, и вязкостью электронов можно пренебречь. Уравнение движения электронов запишем в виде

$$nm\dot{\mathbf{v}} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{ст}}), \tag{1}$$

где $\mathbf{E}$ – электрическое поле, а через $-en\mathbf{E}_{\text{ст}}$ обозначена сумма всех остальных сил. Подставляя (1) в квазистационарные уравнения Максвелла и учитывая, что $a >> c/\omega_p$ ($\sim 10^{-6}$ *см* при $n = 10^{23}$ *см*$^{-3}$), получим для магнитного поля, генерируемого в плазме сторонними силами

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathbf{E}_{\text{ст}} \tag{2}$$

При достаточно малых магнитных полях

$$\mathbf{E}_{\text{ст}} = -\frac{1}{e}\frac{\nabla p}{n} + 0{,}7\frac{1}{e}\nabla T_e \tag{3}$$

Из (2) и (3) следует

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c}{e}[\nabla T_e \times \nabla \ln n]. \qquad (4)$$

Таким образом, при неколлинеарных градиентах n и T в плазме самопроизвольно нарастает магнитное поле. Если угол между градиентами порядка единицы, то за время разлета магнитное поле согласно (4) дорастет до величины $\sim \frac{c}{e}\frac{T}{a^2}t$, что для указанных параметров составило бы 10 *Мгс*. Магнитное поле такой величины могло бы существенно повлиять на гидродинамику разлета $(H^2/8\pi \sim nT_e)$.

3. Однако уже значительно раньше магнитные поля могут замагнитить электроны (для рассматриваемого примера $\Omega_e\tau_e \sim 1$ при $H \sim$ $\sim 4\cdot10^4 - 4\cdot10^5$ *гс*). При этом в (3) нужно написать выражение для термосилы при конечных $\Omega_e\tau_e$; кроме того, замагничивание теплопроводности ведет к необходимости совместного решения уравнений теплопроводности и генерации магнитных полей. Легко оценить из (4), что $\Omega_e\tau_e$ вырастает до величины порядка единицы за время $\sim ma^2/T_e\tau_e$. Это – характерное время электронной теплопроводности и по самому смыслу лазерного нагрева оно должно быть значительно меньше времени разлета. Поэтому за интересующие нас времена можно считать плазму неподвижной, а плотность ее – заданной функцией координат. Отмеченное неравенство буквенно имеет следующий вид: $l/a >> \sqrt{m/M}$. Оно позволяет также пренебречь обменом энергией электронов с ионами. Кроме того, при $c/\omega_p << l$ токовая скорость электронов меньше характерной для рассматриваемых процессов величины $T_e\tau_e/ma^2$. Это дает возможность пренебречь членами, содержащими скорость электронов и воспользоваться следующей системой уравнений, описывающей магнитотепловые явления в лазерной плазме:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c}{e}[\nabla T_e \times \nabla \ln n] + \frac{c}{e}\operatorname{rot}\frac{\mathbf{R}_T}{n}, \qquad (5)$$

$$\frac{3}{2}n\frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div}\mathbf{q} + S. \qquad (6)$$

Здесь $R_T = -\beta_{\parallel}^{uT}\nabla_{\parallel}T_e - \beta_{\perp}^{uT}\nabla T_e - \beta_{\wedge}^{uT}[h\times\nabla T_e]$ – термосила, S – плотность источников, $q = -\kappa_{\parallel}^{e}\nabla_{\parallel}T_e - \kappa_{\perp}^{e}\nabla_{\perp}T_e - \kappa_{\wedge}^{e}[h\times\nabla T_e]$ – поток тепла, $h = \mathbf{B}/B$, а выражения для величин κ и β в спокойной плазме приведены в [3]. Уравнения (5), (6) описывают сложную картину эволюции магнитных полей и электронной температуры и должны решаться численно. При этом простейшим нетривиальным случаем является двумерный.

4. Рассмотрим систему (5), (6) при $\Omega_e\tau_e << 1$. В этом случае

$$\frac{\mathbf{R}_T}{n} = -0{,}71\nabla T_e - 0{,}81\tau_e[\vec{\Omega}_e \times \nabla T_e],$$

$$\mathbf{q} = -3{,}16\frac{nT_e\tau_e}{m}\nabla T_e - 5{,}7\frac{nT_e\tau_e^2}{m}[\vec{\Omega}_e\times\nabla T_e].$$

Уравнения для B и T_e имеют вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + 0{,}81\,\mathrm{rot}\,\frac{\tau_e}{m}[\mathbf{B}\times\nabla T_e] = \frac{c}{e}[\nabla T_e \times \nabla \ln n], \tag{7}$$

$$\frac{3}{2}n\frac{\partial T}{\partial T} = 3{,}16\,\mathrm{div}\,\frac{nT_e\tau_e}{m}\nabla T_e - 5{,}7\,\mathrm{div}\,\frac{nT_e\tau_e^2}{m}[\vec{\Omega}_e \times \nabla T_e]. \tag{8}$$

Уравнение (7) описывает эволюцию магнитного поля, возбуждаемого источниками $\frac{c}{e}[\nabla T_e \times \nabla \ln n]$ и вмороженного в жидкость, движущуюся со скоростью

$$\mathbf{u} = -0{,}81\frac{\tau_e}{m}\nabla T_e. \tag{9}$$

Этот снос магнитного поля связан не с движением вещества, а с тепловым потоком. Он возникает из-за того, что магнитное поле сильнее вморожено в горячие электроны, чем в холодные (это, по-видимому, верно и для турбулентной плазмы). В условиях $l/a \gg \sqrt{m/M}$ скорость теплового сноса больше гидродинамической скорости [1].

5. Вопрос о генерации магнитных полей представляет большой интерес для сферического обжатия мишени под действием программированного лазерного импульса, предложенного в работе [4]. Действительно, при появлении магнитных полей с $\Omega_e\tau_e \sim 1$ уменьшается электронная теплопроводность; еще более существенным может оказаться вызванное магнитными полями нарушение сферической симметрии теплового режима. При точной симметрии облучения $\nabla T_e \parallel \nabla n$; магнитные поля отсутствуют. Однако это состояние может оказаться неустойчивым по отношению к возмущениям магнитного поля. Опишем качественно механизм неустойчивости. Направим ось x вдоль ∇T_{0e} ($\parallel \nabla n$). Слабое магнитное поле $B \parallel Oz$ создает холловский тепловой поток в направлении оси y. Этот поток приводит к появлению компоненты ∇T_e вдоль оси y. Дополнительный градиент температуры вместе с градиентом плотности генерирует магнитное поле, усиливающее или ослабляющее исходное возмущение в зависимости от знака ($\nabla T_e\ \nabla n$). Ограничившись для простоты случаем $ka \gg 1$, $k \perp \nabla T_{0e}, \nabla n$, где k – волновой вектор возмущения, приведем для инкремента следующую формулу (в приближении $kl \ll 1$):

$$\Gamma = 1{,}8\frac{T_e\tau_e}{m}(\nabla \ln n \cdot \nabla \ln T_e). \tag{10}$$

При сферическом обжатии плазмы в зоне теплопроводности (между областью поглощения света и фронтом тепловой волны) плотность падает, а температура растет в направлении от центра сферы. Поэтому

---

[1] После того, как эта статья была подготовлена для печати, нам стала известна работа [5], в которой был произведен расчет лазерного нагрева мишени с учетом возникновения магнитных полей. Отметим что в этом расчете была опущена термосила, учет которой приводит к описанному здесь эффекту.

неустойчивости в этом случае нет; магнитные поля по мере сноса к центру (со скоростью u из (9)) затухают. Рассмотрение эволюции магнитотепловых возмущений на фоне однородного магнитного поля с $\Omega_e \tau_e > 1$ приводит к выражению для Г, по порядку величины совпадающему с (10), но имеющему противоположный знак; возмущения нарастают при $(\nabla T_e \nabla n) < 0$. Это обстоятельство следует иметь в виду при обсуждении экспериментов с лазерной плазмой, замагниченной внешним магнитным полем.

Существенным для изложенных соображений моментом являлось неравенство $l/a >> \sqrt{m/M}$. В лазерной плазме в зоне теплопроводности, если тепло идет внутрь, выполнение этого неравенства обеспечивается автоматически, так как разлет плазмы идет со скоростью $\sim\sqrt{T_e/M}$, а тепло относительно плазмы идет со скоростью $\sim(l/a)\sqrt{T_e/m}$. Стоит отметить, что приведенное рассмотрение применимо и для других (не лазерных) плазм, при условии выполнения указанного неравенства.

За интерес к этой работе и высказанные замечания авторы благодарны С.И.Брагинскому, Е.П.Велихову, М.А.Леонтовичу и Р.З.Сагдееву,

Поступила в редакцию
28 января 1974 г.

Литература

[1] В.В.Коробкин, Р.В.Серов. Письма в ЖЭТФ, 4, 103, 1966.

[2] I. Stamper. et. al. Phys. Rev. Lett., 26, 1012, 1971.

[3] С.И.Брагинский. Сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича, М., 1963, т. I.

[4] E. Teller. IEEE Spectrum, 10, 60, 1973.

[5] N. I. Windsov, T. A. Tidman. Phys. Rev. Lett., 31, 1044, 1973.