

О САМОВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

A.Ш.Абдуллаев, Ю.М.Алиев, В.Ю.Быченков

Показано, что генерация спонтанных магнитных полей, обусловленная резонансным возбуждением плазменных волн интенсивным электромагнитным излучением, носит характер магнитной неустойчивости плазмы, проявляющейся в экспоненциально быстрым самовозбуждении магнитного поля.

В последнее время в связи с экспериментами, проводимыми по программе лазерного управляемого термоядерного синтеза, значительно возрос интерес к вопросам генерации спонтанных магнитных полей в плазме при воздействии на нее мощного электромагнитного излучения. Такой интерес обусловлен прежде всего тем, что возникающее сильное магнитное поле может существенно влиять на характер проникновения света в плазму и скорость протекания в ней явлений переноса.

Впервые вопрос о генерации спонтанных магнитных полей в плазме при облучении ее электромагнитным полем изучался в работах [1, 2]. В настоящее время наиболее широко обсуждаются такие две причины генерации магнитного поля как термоэдс [3] и наличие р-компоненты электрического поля в лазерном излучении [4], приводящие к наличию постоянного действующего во времени источника генерации поля.

В настоящем сообщении обращается внимание на возможность экспоненциально быстрого самовозбуждения магнитного поля, возникающую как проявление процесса неустойчивости плазмы, находящейся в поле электромагнитного излучения. Укажем, что процесс возникновения магнитного поля с точки зрения развития в плазме неустойчивости рассматривался в работах [5, 6] для случая термотоковой природы источника и в работах [7] для турбулентной плазмы.

Рассмотрим плазму, находящуюся в поле электромагнитной волны накачки частоты ω_0 . $\tilde{E}_0(r, t) = \frac{1}{2} [E_0(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{к.с.}]$. Под воздействием этого поля в плазме возникают быстропеременные вариации электронной плотности \tilde{n}_E и скорости \tilde{v}_E на частоте ω_0 . При условии $\Omega_e \ll \omega_0$ (Ω_e – гирочастота электронов) их амплитуды n_E и v_E связаны с амплитудой E_0 волны накачки следующими уравнениями движения и непрерывности

$$v_E = i \frac{e}{m\omega_0} E_0, \quad i\omega_0 n_E = \operatorname{div} n_e v_E. \quad (1)$$

Здесь e , m , n_e – заряд, масса, плотность электронов. Наличие быстропеременных составляющих электронной плотности и скорости приводит к возникновению медленненеменяющегося (за период осцилляций поля накачки) нелинейного тока

$$J_E = e \langle \tilde{n}_E \tilde{v}_E \rangle = \frac{e}{2} \operatorname{Re} (n_E v_E^*), \quad (2)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по периоду поля \tilde{E}_0 .

Учет нелинейного тока (2) в уравнениях Максвелла для медленно меняющихся полей позволяет получить следующее уравнение для магнитного поля генерируемого в плазме

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{j}_E . \quad (3)$$

Здесь $\sigma = e^2 n_e / m \nu_{ei}$ — электрическая проводимость плазмы, ν_{ei} — электрон-ионная частота столкновений, c — скорость света, а плотность нелинейного тока согласно (1), (2) может быть записана в виде

$$\mathbf{j}_E = \frac{e}{2\omega_0} \operatorname{Im} (\mathbf{v}_E^* \operatorname{div} n_e \mathbf{v}_E). \quad (4)$$

Чтобы получить замкнутую систему уравнений соотношение (3) следует дополнить уравнением для величины E_o , в качестве которого можно использовать хорошо известное (см., например, [8]) уравнение для амплитуды высокочастотного поля в плазме при наличии магнитного поля \mathbf{B} .

Примем для простоты, что плотность плазмы n_e зависит лишь от координаты x . Ось "x" выберем совпадающей с направлением распространения волны накачки, которую в вакууме будем считать s -поляризованной в направлении, совпадающем с осью "y". Тогда для B_z составляющей магнитного поля имеем

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{e}{2m} \frac{c \nu_{ei}}{\omega_0^3 \omega_{Le}^2} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial}{\partial X} E_{oy}^* \frac{\partial}{\partial X} \omega_{Le}^2 E_{ox} \right), \quad (5)$$

где ω_{Le} — ленгмюровская электронная частота.

Составляющая E_{ox} электрического поля накачки (p -компоненты) входящая в уравнение (5), в свою очередь возникает в неоднородной плазме из-за магнитного поля и связана с составляющей E_{oy} соотношением

$$\frac{E_{ox}}{E_{oy}} = -i \frac{\Omega_e}{\omega_0} \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_0^2 - \omega_{Le}^2 - \Omega_e^2 + i\nu_{\text{эфф}} \omega_0}. \quad (6)$$

Согласно (6) p -компоненты поля наиболее эффективно возбуждаются в области плотностей, где $\omega_0^2 \approx \omega_{Le}^2 + \Omega_e^2$ и отвечает возникновению верхне-гибридных колебаний. Величина $\nu_{\text{эфф}}$ характеризует максимально возможное в окрестности плазменного резонанса значение E_{ox} . Поскольку правая часть уравнения (5) зависит от величины магнитного поля, то возникновение последнего носит характер самовозбуждения и сопровождается экспоненциальным ростом начальных возмущений. Заметим что в работе [4] была получена формула аналогичная (5). При этом предполагалось, что компоненты полей E_{ox} и E_{oy} являются постоянными величинами, определяющимися поляризацией волны накачки в вакууме и не зависят от напряженности магнитного поля. Генерация магнитного поля в этом случае была связана с постоянным источником в

правой части формулы (5) и не носила характер неустойчивости.

Из формулы (5) для характерного времени $t \sim \gamma^{-1}$ нарастания магнитного поля имеем ($\chi_0 = c / \omega_0$)

$$\gamma \sim \frac{q_0}{q_c} \left(\frac{\chi_0}{L} \right) \left(\frac{\omega_0}{\nu_{\text{эфф}}} \right)^3 \nu_{ei}, \quad (7)$$

где q_0 — плотность потока энергии накачки в вакууме, L — характерный размер неоднородности плотности плазмы, $q_c = n_e m c^3 \approx 3 \cdot 10^{17} \chi_0^{-2} \text{ Вт/см}^2$ (χ_0 в мкм). Например, в том случае, когда ограничение амплитуды p -компоненты поля в области плазменного резонанса определяется выносом волн величина $\nu_{\text{эфф}}$ оказывается равна $\nu_{\text{эфф}} = (\nu_{Te}^2 \omega_0 / L^2)^{1/3}$, где ν_{Te} — тепловая скорость электронов. В такой ситуации для величины γ получаем

$$\gamma \sim \frac{q_0}{q_c} \left(\frac{L}{\chi_0} \right)^{1/3} \left(\frac{c}{\nu_{Te}} \right)^2 \nu_{ei}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что в типичных условиях лазерной плазмы за время действия импульса возможна эффективная генерация магнитных полей. Например, при $T_e \sim 1$ кэв, $L \sim 10$ мкм, $q_0 \sim 10^{15}$ Вт/см², $\chi_0 = (1/2\pi)$ мкм из соотношения (8) находим, что характерное время нарастания магнитного поля составляет $\sim 10^{-11}$ сек. Заметим также, что это время оказывается сравнимым с временем Ll/ν_{Te}^2 (l — характерный размер неоднородности температуры плазмы, для которого в типичных условиях лазерной плазмы имеем $l \gg L$) развития магнитно-тепловой неустойчивости [5].

Авторы благодарят В.П.Силина за интерес к работе и полезную дискуссию,

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 августа 1978 г.

Литература

- [1] В.Коробкин, Р.В.Серов. Письма в ЖЭТФ, 4, 103, 1966.
- [2] Г.А.Аскарьян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Л.Студенов . Письма в ЖЭТФ, 5, 116, 1967.
- [3] J.A. Stamper, K.Papadopoulos, R.N.Sudan, S.O.Dean, E.A.McLean, J.M.Dawson, Phys. Rev. Lett., 26, 1012, 1971.
- [4] B.Bezzerides, D.F.Dubois , D.W.Forslund. Phys. Rev. A, 16, 1678, 1977.
- [5] Л.А.Большов, Ю.А.Дрейзин, А.М.Дыхне. Письма в ЖЭТФ, 19, 291, 1974.
- [6] Б.А.Альтеркоп, Е.В.Мишин, А.А.Рухадзе. Письма в ЖЭТФ, 19, 291, 1974.
- [7] В.И.Вайнштейн. ЖЭТФ, 67, 517, 1974.
- [8] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, 1960.