Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 12, с. 707 – 711

Генерация магнитного поля в слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с коротким лазерным импульсом

В. Е. Гришков, С. А. Урюпин[1)]

Физический институт им. Лебедева, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2012 г.

Изучена генерация квазистационарного магнитного поля в плазме, взаимодействующей со слабо сфокусированным коротким лазерным импульсом небольшой интенсивности. Показано, что на временах, сравнимых со временем свободного пробега эффективных электронов, магнитное поле изменяет направление. Генерация имеет место и после выключения короткого импульса, а максимальное значение поля пропорционально длительности импульса и достигается на временах, больших времени свободного пробега надтепловых электронов.

1. Введение. Вопросы теории генерации квазистационарных магнитных полей в плазме изучаются сравнительно давно (см., например, [1–8]). Применительно к слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с локализованным высокочастотным полем, важным источником генерации магнитного поля является непотенциальная часть пондеромоторной силы [9]. Обусловленная таким источником генерация магнитного поля описана в работах [5, 6, 8, 10]. В этих работах время действия высокочастотного поля считалось много большим времени τ свободного пробега электронов, что позволяло исследовать медленную эволюцию магнитного поля также на временах, больших τ. В плазме с многократно ионизованными ионами частота ν_{eff} определяется столкновениями электронов с ионами. Если скорость электронов близка к тепловой, $v_{\text{T}} = \sqrt{æT/m}$, то для частоты столкновений имеем

$$\nu = \nu(v_T) = 4\pi e^4 Zn\Lambda m^{-2} v_{\text{T}}^{-3} \simeq$$
$$\simeq 0.87\cdot 10^{13}\frac{Z}{5}\frac{\Lambda}{5}\left(\frac{1000}{T[\text{эВ}]}\right)^{3/2}\left(\frac{n[\text{см}^{-3}]}{10^{21}}\right), \qquad (1)$$

где Z – кратность ионизации ионов; e – заряд, m – масса, n – плотность электронов; Λ – кулоновский логарифм; æ – постоянная Больцмана; T – температура электронов. Например, при $n = 10^{21}\,\text{см}^{-3}$, $T = 1$ кэВ отвечающее частоте (1) время свободного пробега составляет ~ 100 фс, а при $n = 10^{17}\,\text{см}^{-3}$, $T = 100$ эВ имеем $\tau \sim 30$ пс. Для надтепловых электронов время свободного пробега в $(v/v_{\text{T}})^3$ раз больше. В современных экспериментах сравнительно просто реализуются условия, при которых длительность лазерного импульса τ_p меньше сотен фемтосекунд, и тем более десятков или сотен пикосекунд. При воздействии коротких импульсов на плазму возникает необходимость в рассмотрении физических явлений в условиях $\tau_p \lesssim \tau$. Необходимость в таком рассмотрении существует и применительно к проблеме генерации квазистационарного магнитного поля в плазме. Соответствующее теоретическое описание дано в настоящем сообщении для случая генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму слабо сфокусированного короткого лазерного импульса небольшой мощности. С использованием кинетического уравнения для медленно изменяющейся во времени функции распределения электронов найдена порождаемая лазерным импульсом малая добавка к исходному однородному распределению Максвелла. Вычислена плотность вихревого тока, являющегося источником квазистационарного магнитного поля $\mathbf{B}_0$. Получено интегродифференциальное нелокальное во времени уравнение для $\mathbf{B}_0$. Следствия этого уравнения проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. На временах, меньших времени свободного пробега тепловых электронов, генерация магнитного поля происходит в направлении, противоположном тому, которое имеет место по прошествии времени $\sim 60/\nu$. В промежуточном интервале времени, когда происходят столкновения электронов со скоростями от $v \sim v_{\text{T}}$ до $v \sim 4v_{\text{T}}$, имеет место изменение направления поля $\mathbf{B}_0$. Показано, что максимальное значение генерируемого поля пропорционально τ_p и описывается единой формулой как для коротких, так и для длинных импульсов. Длительность генерации магнитного поля при воздействии длинного импульса ограничена длительностью последнего. В случае же короткого импульса генерация имеет место и после его выключения до тех пор, пока не происходит ре-

[1)]e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

лаксации вихревого тока из-за столкновений электронов.

2. Основные уравнения. Рассмотрим воздействие слабого высокочастотного поля вида

$$\frac{1}{2}\mathbf{E}e^{-i\omega_0 t}+\text{c.c.}, \qquad (2)$$

на полностью ионизованную плазму, где напряженность поля $\mathbf{E}=\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ слабо изменяется за время $\sim 1/\omega_0$. Частоту поля считаем большой по сравнению с характерной частотой столкновений электронов, а расстояние v/ω_0, проходимое существенными электронами за время $\sim 1/\omega_0$, малым по сравнению с масштабом неоднородности поля $\mathbf{E}$. Примем, что кратность ионизации ионов велика, $Z\gg 1$. В слабом высокочастотном поле для существенных электронов выполнены неравенства

$$Z\mid \boldsymbol{v}_{\text{E}}|^2, \mid V_{ij}\mid \ll v^2, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{v}_{\text{E}}=e\mathbf{E}/m\omega_0$, $V_{ij}=v_{\text{E}i}v^*_{\text{E}j}+v^*_{\text{E}i}v_{\text{E}j}$ – тензор осцилляторных скоростей. В этих условиях для медленно изменяющейся за время $\sim 1/\omega_0$ части $f^{(0)}$ функции распределения электронов имеем уравнение (см., например, [5, 6, 11])

$$\frac{\partial}{\partial t}f^{(0)}+\boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}f^{(0)}+\frac{e}{m}\left(\mathbf{E}_0+\frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\mathbf{B}_0]\right)\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}}f^{(0)}-$$
$$-\text{St}(f^{(0)})-\text{St}(f^{(0)},f'^{(0)})=\frac{1}{4}\left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}|\boldsymbol{v}_{\text{E}}|^2\right)\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}}f^{(0)}+$$
$$+\frac{1}{8}\left[\left(\frac{\partial}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)V_{ij}\right]\frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i\partial v_j}+\frac{1}{4}V_{ij}\frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial r_i\partial v_j}+$$
$$+\frac{1}{4}V_{ij}\left\{\frac{\partial}{\partial t}+\boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right\}\frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i\partial v_j}-\frac{1}{4}V_{ij}\frac{\partial}{\partial v_i}\text{St}\left(\frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j}\right), \qquad (4)$$

где $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{B}_0$ – квазистационарные электрическое и магнитное поля; c – скорость света; $\text{St}(f^{(0)})$ – электрон-ионный, а $\text{St}(f^{(0)},f^{(0)})$ - электрон - электронный интегралы столкновений. Полученное в предположении слабого воздействия высокочастотного поля уравнение (4) позволяет, в частности, рассмотреть условия, в которых функция распределения $f^{(0)}$ слабо отличается от максвелловской f_m. В таких условиях решение уравнения (4) ищем в виде $f^{(0)}=f_m+\delta f_0+\delta f$, где δf_0 – малое возмущение изотропной части функции распределения, а δf – малая анизотропная добавка. При этом

$$\mid \delta f_0\mid, \mid \delta f\mid \ll f_m=n(2\pi)^{-3/2}v_{\text{T}}^{-3}\exp(-v^2/2v_{\text{T}}^2),$$
$$\int d\Omega\delta f=0, \qquad (5)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла вектора скорости. Далее считаем, что f_m не зависит от времени и координат, а внешних полей нет. Поля $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{B}_0$ возникают вследствие локализованного в пространстве и ограниченного во времени воздействия высокочастотного поля. Из (4) с точностью до слагаемых, квадратичных по напряженности высокочастотного поля, имеем систему линейных уравнений для δf_0 и δf. При написании решения уравнения для δf понадобится явный вид интеграла столкновений электронов с ионами. Пренебрегая малой неупругостью столкновений электронов с ионами, для $\text{St}(\delta f)$ имеем

$$\text{St}(\delta f)=\frac{1}{2}\nu(v)\frac{\partial}{\partial v_k}(v^2\delta_{kj}-v_kv_j)\frac{\partial}{\partial v_j}\delta f. \qquad (6)$$

Кроме того, ограничимся рассмотрением условий, в которых длина свободного пробега электронов $l(v)$ мала по сравнению с масштабом неоднородности высокочастотного поля L:

$$l(v)=v/\nu(v)\ll L. \qquad (7)$$

Поскольку $Z\gg 1$, при написании решения уравнения для δf явный вид электрон-электронного интеграла столкновений не нужен. Принимая во внимание неравенства (3), (7), из возникающего из (4) линеаризованного уравнения для δf находим

$$\delta f=\frac{1}{4}\left(v_iv_j-\frac{1}{3}v^2\delta_{ij}\right)\widehat{T}\left[3\nu(v),t,t'\right]\left(\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial v}\right)\times$$
$$\times\left\{\nu(v)V_{ij}(t')+\frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial t'}V_{ij}(t')\right]\right\}\left(\frac{1}{v}\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)-$$
$$-\widehat{T}\left[\nu(v),t,t'\right]\left\{\frac{e}{m}\mathbf{E}_0(t')\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}}f_m+\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)\delta f_0(t')-\right.$$
$$-\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)\frac{|\boldsymbol{v}_{\text{E}}(t')|^2}{12v^5}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)-$$
$$-\frac{1}{20}\left(v_i\frac{\partial}{\partial r_j}\right)\widehat{T}\left[3\nu(v),t',t''\right]\times$$
$$\left.\times\left[V_{ij}(t'')-\frac{2}{3}\delta_{ij}|\boldsymbol{v}_{\text{E}}(t'')|^2\right]\left[\frac{\nu(v)}{v^5}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)\right]\right\}+$$
$$+\left[v_iv_jv_k-\frac{v^2}{5}(\delta_{ij}v_k+\delta_{ik}v_j+\delta_{kj}v_i)\right]\widehat{T}\left[6\nu(v),t,t'\right]\times$$
$$\times\frac{1}{8}\widehat{T}\left[3\nu(v),t',t''\right]\frac{\partial}{\partial r_k}V_{ij}(t'')\left[\frac{\nu(v)}{v^5}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)\right], \qquad (8)$$

где оператор $\widehat{T}\left[\nu(v),t,t'\right]$ имеет вид

$$\widehat{T}\left[\nu(v),t,t'\right]=\int\limits_{t_0}^{t}dt'\exp\left[-\nu(v)(t-t')\right]. \qquad (9)$$

При написании выражения (8) учтено, что в момент $t=t_0$ начала воздействия высокочастотного поля функция δf равна нулю. Явный вид изотропной поправки δf_0, которая входит в выражение (8), далее не понадобится. Поэтому решение для δf_0 здесь мы не приводим. Поправка к функции распределения (8) позволяет вычислить плотность тока

$$\mathbf{j} = e \int d\boldsymbol{v}\boldsymbol{v}\delta f. \tag{10}$$

Интересуясь возможностью генерации квазистационарного магнитного поля, удержим в выражении для плотности тока (10) только те слагаемые, которые могут приводить к вихревому току. При этом учтем, что поле $\mathbf{E}_0$ может быть непотенциальным. Тогда после усреднения по углам вектора скорости для представляющих интерес вкладов в ток находим

$$\begin{aligned}(j_i)_{\rm curl} = -\frac{4\pi e^2}{3m}\int\limits_0^\infty dv v^3 \frac{\partial f_m}{\partial v} \times \\ \times \widehat{T}\left[\nu(v), t, t'\right]\left(E_{0i}(t')\right)_{\rm curl} + \\ + \frac{\pi e}{30}\int\limits_0^\infty \frac{dv}{v}\left[\frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)\right] \times \\ \times \left\{\widehat{T}\left[\nu(v), t, t'\right] - \widehat{T}\left[3\nu(v), t, t'\right]\right\}\frac{\partial V_{ij}(t')}{\partial r_j}.\end{aligned} \tag{11}$$

Далее, пренебрегая током смещения по сравнению с вихревой частью тока $\mathbf{j}_{\rm curl}$, пропорциональной $\mathbf{E}_{\rm curl}$ (см. (11)) из уравнений Максвелла имеем интегродифференциальное уравнение вида

$$\begin{aligned}\frac{-4\pi\omega_{\rm L}^2}{3nc^2}\int\limits_0^\infty dv v^3\frac{\partial f_m}{\partial v}\widehat{T}\left[\nu(v), t, t'\right]\frac{\partial B_{0i}(t')}{\partial t'} - \Delta B_{0i}(t) = \\ = \frac{2\pi^2 e}{15c}\int\limits_0^\infty \frac{dv}{v}\left\{\widehat{T}\left[\nu(v), t, t'\right] - \widehat{T}\left[3\nu(v), t, t'\right]\right\} \times \\ \times \frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)\varepsilon_{ijk}\frac{\partial}{\partial r_j}\frac{\partial}{\partial r_s}V_{ks}(t'),\end{aligned} \tag{12}$$

где $\omega_{\rm L} = (4\pi n e^2/m)^{1/2}$ – ленгмюровская частота электронов, ε_{ijk} – единичный антисимметричный тензор третьего ранга.

3. Генерация магнитного поля. Полагая, что магнитное поле $\mathbf{B}_0(t)$ и тензор осцилляторных скоростей $V_{ij}(t)$ слабо изменяются за время $\tau(v) = 1/\nu(v)$, на временах, удовлетворяющих неравенству

$$t - t_0 \gg \tau(v), \tag{13}$$

из (12) получаем уравнение для ларморовской частоты электронов $\mathbf{\Omega} = e\mathbf{B}_0/mc$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Omega_i - \frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta\Omega_i = \frac{1}{30}\varepsilon_{ijk}\frac{\partial}{\partial r_j}\frac{\partial}{\partial r_s}V_{ks}, \tag{14}$$

где $\sigma = (32/\sqrt{2\pi})e^2 n/m\nu$ – статическая проводимость плазмы. Источник магнитного поля в правой части (14) известен [6]. При переходе от (12) к (14) выполнено интегрирование по скорости электронов. При этом основной вклад в интегралы по v возник от скоростей $v \sim (2–4)v_{\rm T}$. Поэтому неравенства (13) и требование медленного изменения V_{ij} и $\mathbf{B}_0$ за время $\tau(v)$ должны выполняться для скоростей, больших $v_{\rm T}$. С неплохой точностью можно принять, что эти условия выполнены для $v \sim 4v_{\rm T}$, когда $\nu(4v_{\rm T}) \simeq \nu/60$. Поэтому уравнение (14) с источником из работы [6] пригодно при $t - t_0 \gg 60/\nu$ и слабом изменении V_{ij} за время $\sim 60/\nu$.

Уравнение (14) описывает генерацию магнитного поля, которая сопровождается диффузией в пространстве. На небольших временах, когда $(c/\sqrt{\pi\sigma})\sqrt{t-t_0} \ll L$, диффузией можно пренебречь. В частности, при $\nu(t-t_0) \simeq 60$ это условие имеет вид $L \gg (c/\omega_{\rm L})\left(15\sqrt{\pi/2}\right)^{1/2}$ и легко выполнимо. Считая такое условие выполненным, при обсуждении генерации магнитного поля из-за воздействия лазерного импульса, длительность которого τ_p удовлетворяет неравенству $\nu\tau_p \lesssim 60$, в уравнении (12) можно пренебречь ΔB_{0i}, если $\nu(t-t_0) \lesssim 60$. Напомним, что L должно удовлетворять и неравенству (7). Отметим, что для короткого импульса уравнение (12) можно использовать при условии $\tau_p\omega_{\rm L} \gg 1$. С учетом этих замечаний, пренебрегая ΔB_{0i}, из (12) находим

$$\begin{aligned}\Omega_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{30n}\int\limits_{-\infty+i\Delta}^{\infty+i\Delta} d\omega'\frac{\omega_{\rm L}^2}{\omega'^2\delta\varepsilon_{tr}(\omega')}\exp[-i\omega'(t-t_0)] \times \\ \times \int\limits_0^\infty \frac{dv}{v}\frac{\nu(v)}{[\omega' + i\nu(v)]}\frac{1}{[\omega' + 3i\nu(v)]}\left[\frac{\partial}{\partial v}\left(v^5\frac{\partial f_m}{\partial v}\right)\right] \times \\ \times \int\limits_{t_0}^\infty dt'\exp\left[i\omega'(t'-t_0)\right]\varepsilon_{ijk}\frac{\partial^2}{\partial r_j\partial r_s}V_{ks}(\mathbf{r}, t'),\end{aligned} \tag{15}$$

где $\Delta > 0$, а $\delta\varepsilon_{tr}(\omega')$ – вклад в поперечную диэлектрическую проницаемость:

$$\delta\varepsilon_{tr}(\omega') = \frac{4\pi}{3n}\frac{\omega_{\rm L}^2}{\omega'}\int\limits_0^\infty dv v^3\frac{\partial f_m}{\partial v}\frac{1}{\omega' + i\nu(v)}. \tag{16}$$

В работе [12] выражение вида (16) использовалось при изучении условий существования быстрой поверхностной волны. На небольших временах, когда $\nu(t-t_0) \ll 1$, в формуле (15) существенны частоты ω', большие частот столкновений $\nu(v)$ электронов со скоростями, дающими основной вклад в интегралы по v в (15), (16). На таких временах, пренебрегая $\nu(v)$ в знаменателях формул (15), (16), приближенно имеем

$$\Omega_i(\mathbf{r},t) = -\frac{2\nu}{15\sqrt{2\pi}}\int_{t_0}^{t} dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' \varepsilon_{ijk}\frac{\partial}{\partial r_j}\frac{\partial}{\partial r_s}V_{ks}(\mathbf{r},t''),$$
$$\nu(t-t_0)\ll 1. \qquad (17)$$

Напротив, на больших временах, когда $\nu(t-t_0) > 60$, в знаменателях формул (15), (16) можно пренебречь ω'. При этом находим выражение

$$\Omega_i(\mathbf{r},t) = \frac{1}{30}\varepsilon_{ijk}\frac{\partial}{\partial r_j}\frac{\partial}{\partial r_s}\int_{t_0}^{t} dt' V_{ks}(\mathbf{r},t'),\ \nu(t-t_0) > 60, \qquad (18)$$

которое справедливо при условии $(c/\sqrt{\pi\sigma})\sqrt{t-t_0} \ll$ $\ll L$. Формулы (15), (17) и (18) получены без дополнительных предположений о величине параметра $\nu\tau_p$. Поэтому выражение (18) можно получить и из уравнения (14).

Если импульс является коротким и $\nu\tau_p < 60$, то область интегрирования по t' в формуле (18) ограничена временем τ_p. При этом на больших временах (см. (18)) $\Omega_i(t)$, по существу, от времени не зависит, а формула (18) дает максимальное значение магнитного поля, генерируемого при воздействии короткого импульса. Однако устанавливается такое значение на временах много больших длительности импульса. Таким образом, генерация магнитного поля идет и после выключения короткого импульса до тех пор, пока созданный импульсом вихревой ток не релаксирует из-за столкновений электронов с ионами.

Из сравнения выражений (17) и (18) видно, что в процессе эволюции магнитное поле изменяет направление. На малых временах генерируется магнитное поле в направлении, противоположном тому, которое устанавливается на больших временах. Смена направления магнитного поля является следствием изменения направления вихревого тока, обусловленного непотенциальной частью пондеромоторной силы (см. (11)). Такое изменение возникает из-за столкновений электронов с ионами. Изменение направления магнитного поля происходит в интервале времени $1 < \nu(t-t_0) < 60$, когда электроны со скоростями $v_T \lesssim v \lesssim 4v_T$ успевают столкнуться с ионами. Поскольку на таких временах для существенных скоростей в интегралах выражения (15) $\omega' \sim \nu(v)$, описание эволюции $\Omega_i(t)$ естественно провести численно. С этой целью представим тензор осцилляторных скоростей в виде

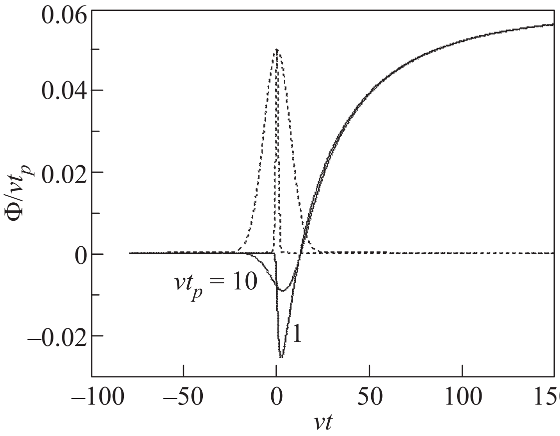
$$V_{ks}(\mathbf{r},t) = V_{ks}(\mathbf{r})\exp(-t^2/t_p^2), \qquad (19)$$

что отвечает воздействию на плазму импульса высокочастотного излучения с характерной длительностью $\tau_p = 2t_p\sqrt{\ln 2}$. В результате, учитывая явный вид функции f_m (5), из (15), (16) и (19) находим

$$\Omega_i(\mathbf{r},t) = \frac{1}{\nu}\varepsilon_{ijk}\frac{\partial^2}{\partial r_j\partial r_s}V_{ks}(\mathbf{r})\Phi(\nu t,\nu t_p), \qquad (20)$$

$$\Phi(\nu t,\nu t_p) =$$
$$= \int_{-\infty+i\delta}^{\infty+i\delta}\frac{d\Omega'}{\Omega'}\left[\int_0^\infty du u^7(\Omega' u^3+i)^{-1}\exp\left(\frac{-u^2}{2}\right)\right]^{-1}\times$$
$$\times\frac{\nu t_p}{40\sqrt{\pi}}\int_0^\infty du u^7(\Omega' u^3+i)^{-1}(\Omega' u^3+3i)^{-1}(6-u^2)\times$$
$$\times\exp\left(\frac{-u^2}{2}\right)\exp\left(-i\Omega'\nu t - \frac{\Omega'^2\nu^2 t_p^2}{4}\right), \qquad (21)$$

где $\delta = \Delta/\nu$. Эволюция во времени функции $\Phi(\nu t,\nu t_p)$ для двух значений параметра νt_p, характеризующего отношение длительности импульса τ_p к времени свободного пробега $1/\nu$, представлена на рисунке. По мере увеличения времени функция



Зависимость функции $\Phi(\nu t,\nu t_p)$ от времени при двух длительностях импульса: $\nu t_p = 1$ и 10. Штриховые кривые иллюстрируют форму импульса (см. (19))

$\Phi(\nu t,\nu t_p)$ уменьшается, достигает минимума, а затем монотонно возрастает до максимального значения. В процессе эволюции $\Phi(\nu t,\nu t_p)$ изменяет знак, что отвечает изменению направления магнитного поля. При $\nu t \gg \nu t_p$ и на временах, больших эффективной частоты столкновений, для максимального значения функции $\Phi(\nu t,\nu t_p)$ возможна оценка

$$\Phi_{\max} \simeq (\sqrt{\pi}/30)\nu t_p, \qquad (22)$$

которая характеризует максимальное значение генерируемого магнитного поля. Из соотношений (20),

(22) и неравенств (3), (7) следует, что при $\nu t_p < 60$ отношение Ω к ν меньше единицы. Таким образом, при воздействии лазерных импульсов не слишком больших интенсивности и длительности генерируется магнитное поле, в котором лармировская частота электронов меньше частоты столкновений тепловых электронов с ионами.

4. Заключение. Выше количественное описание генерации магнитного поля было дано для плазмы с $Z \gg 1$. Однако установленные нами качественные закономерности присущи и плазме с Z, близкими к единице. Кроме того, базирующийся на детальном рассмотрении кинетики электронов в высокочастотном поле подход к вопросу о генерации магнитного поля достаточно универсален. Он может быть использован при рассмотрении других физических явлений на временах меньших эффективной частоты столкновений электронов. Это положение, в частности, получило подтверждение в работе [13], где выявлены необычные закономерности электронного переноса тепла на временах сравнимых со временем свободного пробега эффективных электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 12-02-00744).

1. J. A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971).
2. D. A. Tidman and R. A. Shanny, Phys. Fluids **17**, 1207 (1974).
3. Л. А. Большов, Ю. А. Дрейзин, А. М. Дыхне, Письма в ЖЭТФ **19**, 288 (1974).
4. Б. А. Альтеркоп, Е. В. Мишин, А. А. Рухадзе, Письма в ЖЭТФ **19**, 291 (1974).
5. I. B. Bernstein, C. E. Max, and J. J. Thomson, Phys. Fluids **21**, 905 (1978).
6. I. P. Shkarofsky, Phys. Fluids **23**, 52 (1980).
7. M. G. Haines, Canadian J. Phys. **64**, 912 (1986).
8. А. Ш. Абдулаев, Ю. М. Алиев, В. Ю. Быченков, А. А. Фролов, ЖЭТФ **94**, 133 (1988).
9. В. И. Перель, Я. М. Пинский, ЖЭТФ **54**, 1889 (1968).
10. К. Н. Овчинников, В. П. Силин, С. А. Урюпин, Физика плазмы **17** , 1116 (1991).
11. А. В. Максимов, В. П. Силин, М. В. Чеготов, Физика плазмы **16**, 575 (1990).
12. А. А. Рухадзе, К. З. Рухадзе, Инженерная физика **4**, 21 (2011).
13. V. E. Grishkov and S. A. Uryupin, Phys. Lett. A **375**, 1990 (2011).