

Российская академия наук  
Учреждение Российской академии наук  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

На правах рукописи

Гришков Вячеслав Евгеньевич

Кинетическая теория нелинейных токов и генерация  
электромагнитных полей в плазме при воздействии  
коротких лазерных импульсов

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2017

Работа выполнена в Секторе теории плазменных явлений Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н.Лебедева РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
**Урюпин С.А.**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор **Гусейн-заде Н.Г.**

доктор физико-математических наук,  
профессор **Юшканов А.А.**

Ведущая организация: Московский Государственный Университет  
им. М.В. Ломоносова

Защита состоится на заседании Диссертационного совета Д002.23.02 при Учреждении Российской академии наук Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН по адресу: 119991 Москва, Ленинский проспект, д.53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н.Лебедева РАН.

С авторефератом диссертации можно ознакомиться на сайте [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru)

Автореферат разослан «        »

Ученый секретарь диссертационного совета Д002.23.02

доктор физико-математических наук, профессор

**Истомин Я.Н.**

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

При воздействии высокочастотного излучения на плазму, эволюция функции распределения электронов зависит от соотношения времени действия высокочастотного поля и времени свободного пробега электронов  $\tau_{ei} = 1/\nu$ , где  $\nu$  - частота столкновений электронов. Если скорость электронов близка к тепловой  $v_T = \sqrt{\varkappa T/m}$ , то для частоты столкновений имеем

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

где  $Z$  - кратность ионизации ионов,  $\Lambda = \ln(v_T/\omega_p r_{min})$  - кулоновский логарифм,  $r_{min}$  - минимальный прицельный параметр,  $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$  - плазменная частота электронов,  $\varkappa$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура,  $e$  - заряд,  $m$  - масса,  $n_e$  - плотность электронов. Полагая  $Z = 5$ , при  $n_e = 10^{21} \text{см}^{-3}$ ,  $T = 1$  КэВ отвечающее частоте (1) время свободного пробега составляет  $\sim 100$  фсек. Если же  $n_e = 10^{17} \text{см}^{-3}$  и  $T = 100$  эВ, то  $\tau_{ei} \sim 30$  псек. В современных экспериментах сравнительно просто реализуются условия, в которых длительность лазерного импульса  $t_p$  короче времени свободного пробега электронов. В дальнейшем будем использовать термин короткий импульс для названия импульса, длительность которого меньше или сравнима со временем свободного пробега электронов, но больше периода плазменных колебаний. При воздействии коротких импульсов на плазму возникает необходимость в рассмотрении физических явлений в условиях  $t_p \lesssim \tau_{ei}$ . Необходимость в таком рассмотрении существует, в частности, при изучении генерации нелинейных токов и квазистационарных магнитных полей, возбуждения плазменных волн, переноса тепла и аperiodической неустойчивости.

Интерес к изучению низкочастотных нелинейных токов связан с тем, что такие токи составляют основу теории генерации квазистационарного магнитного поля [1-6], теории генерации низкочастотного электромагнитного излучения [7-9] и теории возбуждения плазменных волн [12-14]. Кинетиче-

ской теории генерации низкочастотных нелинейных токов посвящены работы [1,2,15]. В [1,2,15] считалось, что характерное время изменения амплитуды напряженности высокочастотного поля много больше времени свободного пробега электронов. Такая теория не позволяет описать низкочастотные нелинейные токи на временах меньших времени свободного пробега электронов. Ранее при рассмотрении низкочастотных нелинейных токов использовались уравнения бесстолкновительной гидродинамики [16], либо уравнение для средней скорости электронов [17]. Однако, такие подходы могут приводить не только к количественным отличиям в величине токов, но и не позволяют выявить важные качественные зависимости. В **главах 2 и 3** используя кинетический подход рассмотрена генерация нелинейных токов коротким импульсом высокочастотного излучения с несущей частотой  $\omega_0$  много большей либо порядка плазменной частоты электронов  $\omega_p$ .

Вопросы теории генерации квазистационарных магнитных полей в плазме изучаются сравнительно давно (см., например, [1-5]). Применительно к слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с локализованным высокочастотным полем, важным источником генерации магнитного поля является непотенциальная часть пондеромоторной силы [1-6]. В работах [1-5] время действия высокочастотного поля считалось много большим времени свободного пробега электронов, что позволяло исследовать эволюцию магнитного поля также на временах больших  $\tau_{ei}$ . В отличие от выполненных ранее работ, в **главе 4** рассмотрена генерация магнитных полей непотенциальной частью пондеромоторной силы в условиях  $t_p \lesssim \tau_{ei}$ .

Механизмы возбуждения плазменных волн изучаются многие годы (см., например, [10-14]). Одним из часто обсуждаемых механизмов возбуждения плазменных волн является пондеромоторная сила [10-14]. Ранее для описания генерации плазменных волн под воздействием пондеромоторной силы использовались уравнения поля, дополненные гидродинамическими уравнениями [13], либо уравнением для средней скорости электронов [12]. При этом не учитывалось влияние столкновений на возбуждение и распространение плазменных волн. В **главе 5** базируясь на кинетическом уравнении, учиты-

вающем столкновения электронов с ионами, построена теория возбуждения плазменных волн нелинейными токами, возникающими при воздействии на плазму относительно слабого бегущего ультракороткого и короткого импульсов электромагнитного излучения. Здесь и далее ультракоротким импульсом называем импульс, длительность которого меньше или сравнима с периодом плазменных колебаний.

При обратнотормозном поглощении высокочастотного поля формируется анизотропное распределение электронов по скоростям (см., например, [1,2]), которое может быть причиной развития аperiodической неустойчивости [18], приводящей к генерации неоднородного квазистационарного магнитного поля. Возможность возникновения аperiodической неустойчивости в плазме взаимодействующей с высокочастотным излучением в условиях  $t_p > \tau_{ei}$  описана в работах [19,20]. В [21] показано, что неустойчивые возмущения магнитного поля изменяют динамику электронов в высокочастотном поле, что приводит к количественному изменению инкремента неустойчивости. Особенности аperiodической неустойчивости в плазме взаимодействующей с коротким лазерным импульсом, без учета влияния генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле рассматривались в работе [22]. В **главе 6** при одновременном учете, как изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега тепловых электронов, так и воздействия генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле, найден инкремент аperiodической неустойчивости, возникающей при воздействии на плазму короткого импульса высокочастотного поля.

Обычно основу описания переноса тепла в плазме с частыми столкновениями электронов, когда их функция распределения слабо отличается от максвелловской, составляет формула Спитцера-Харма для теплового потока электронов  $q_{s-H}$  [23]. В разреженной плазме, при поглощении высокочастотного поля из-за столкновений электронов с ионами, формируется обедненное надтепловыми электронами платообразное распределение [24,25], что приводит к численному уменьшению величины теплового потока по сравнению с

$q_{s-H}$  (см., например, [26,27]). Выражение для  $q_{s-H}$  получено на временах много больших времени релаксации энергии электронов и для слабо неоднородной плазмы, когда несущественно изменение потока тепла из-за нелокальности переноса (см., например, [28]). Вместе с тем, перенос тепла при слабо неоднородном подогреве электронов плазмы из-за поглощения импульса высокочастотного излучения, длительность которого меньше времени релаксации энергии электронов, до сих пор не исследовался. Этому вопросу посвящена **глава 7** диссертации.

## Цели диссертационной работы

Исследовать такие явления как: генерация нелинейных токов, генерация квазистационарного магнитного поля, перенос тепла и апериодическая неустойчивость в плазме при воздействии на нее короткого импульса лазерного излучения. Изучить возбуждение плазменных волн ультракоротким и коротким импульсами высокочастотного поля.

## Задачи диссертационной работы

1. Изучить генерацию низкочастотных нелинейных токов в плазме коротким импульсом высокочастотного излучения с частотой порядка и много большей плазменной.
2. Исследовать генерацию квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму короткого лазерного импульса.
3. Изучить возбуждение плазменных волн нелинейными токами, генерируемыми ультракоротким и коротким импульсами высокочастотного излучения.
4. Найти инкремент апериодической неустойчивости, возникающей в плазме при воздействии короткого импульса высокочастотного излучения, с учетом влияния генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле.

5. Исследовать перенос тепла в плазме с многозарядными ионами при столкновительном поглощении короткого лазерного импульса на временах больших времени электрон-ионных столкновений, но меньших времени электрон-электронных столкновений.

## Положения, выносимые на защиту

1. Изучены низкочастотные нелинейные токи, порождаемые в плазме с многозарядными ионами импульсом высокочастотного излучения с несущей частотой сравнимой с плазменной частотой электронов. Выражения для токов вдоль направления распространения импульса и вдоль градиента плотности энергии поля проанализированы аналитически и численно в условиях, когда длительность импульса больше, сравнима или меньше времени свободного пробега электронов. Установлено, что корректное описание нелинейного тока вдоль градиента энергии поля возможно лишь при учете модификации изотропной части функции распределения электронов.
2. Показано, что нелинейные токи, генерируемые в плазме импульсом излучения с несущей частотой много большей плазменной частоты электронов, существенно отличаются от генерируемых импульсом частота которого сравнима с плазменной частотой электронов. Это отличие обусловлено уменьшением эффективной частоты столкновений электронов с ионами и наиболее велико на временах превосходящих время свободного пробега электронов. На таких временах ток увлечения и нелинейный ток, пропорциональный градиенту изотропной поправки к максвелловской функции распределения электронов, уменьшаются во столько же раз, во сколько уменьшается эффективная частота столкновений. При уменьшении эффективной частоты столкновений более чем в пять раз, вихревой ток увеличивается более чем в десять раз.
3. Изучена генерация квазистационарного магнитного поля в плазме, взаимодействующей с импульсом лазерного излучения, длительность кото-

рого сравнима со временем свободного пробега электронов. Установлено, что на временах, сравнимых со временем свободного пробега электронов, дающих основной вклад в плотность тока, магнитное поле изменяет направление. Генерация имеет место и после выключения короткого импульса, а максимальное значение поля пропорционально длительности импульса и достигается на временах, порядка времени свободного пробега надтепловых электронов.

4. Используя нелинейные токи, полученные в диссертации, изучено возбуждение плазменных волн. Показано, что наиболее существенным источником плазменных волн является нелинейный ток, возникающий из-за пондеромоторной силы. Генерация плазменных волн нелинейным током, обусловленным силой увлечения, обычно менее эффективна, но не пренебрежимо мала при частотах столкновений электронов с ионами не на много меньших плазменной частоты электронов.
5. Принимая во внимание влияние генерируемого магнитного поля на движение электронов в поле короткого импульса высокочастотного излучения, найден инкремент апериодической неустойчивости, являющейся аналогом неустойчивости плазмы с анизотропной температурой. Показано, что величина инкремента уменьшается с уменьшением длительности импульса.
6. Установлено, что в плазме с многозарядными ионами, при столкновительном поглощении импульса высокочастотного излучения, на временах больших времени релаксации импульса, но меньших времени релаксации энергии электронов, дающих существенный вклад в плотность теплового потока, происходит аномальное уменьшение его величины.

## **Научная и практическая ценность**

Полученные в **главах 2 и 3** выражения для нелинейных токов, возникающих при воздействии на плазму короткого импульса лазерного излучения



представляют интерес для планирования экспериментов по генерации квазистационарных магнитных полей, низкочастотного электромагнитного излучения и теории возбуждения плазменных волн в плазме.

В **главах 4 и 6** исследованы закономерности генерации квазистационарного магнитного поля нелинейными токами и из-за возникновения апериодической неустойчивости в плазме, взаимодействующей со слабо неоднородным коротким лазерным импульсом небольшой интенсивности. Полученные в **главах 4 и 6** выражения позволяют оценивать величину квазистационарных магнитных полей, возникающих при взаимодействии коротких импульсов лазерного излучения с плазмой.

В **главе 5** впервые развита кинетическая теория возбуждения плазменных волн коротким и ультракоротким лазерными импульсами, учитывающая столкновения электронов с ионами.

В **главе 7** предсказано аномальное уменьшение величины теплового потока в плазме при столкновительном поглощении высокочастотного поля на временах больших времени релаксации импульса, но меньших времени релаксации энергии электронов, что позволяет по-новому взглянуть на проблему ограничения теплового потока.

## Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на научных семинарах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2011), Всероссийской молодежной конференции "Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики"(Москва, 2011), XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2013), международной конференции по когерентной и нелинейной оптике "ICONO/LAT 2013"(Москва, 2013), XLI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2014), XLII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2015), 34-th European Conference on Laser Interaction with Matter

"ЕСЛИМ 2016"(Moscow, 2016), III Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 2017), XLIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2017), 15<sup>th</sup> International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interaction with Electromagnetic Radiation "CSCPIER 2017"(Moscow, 2017).

## Публикации

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в работах [A1-A6], трудах [A7] и тезисах конференций [A8-A17].

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, двух приложений, заключения и списка литературы. Объем диссертации – 116 стр., включая 12 рисунков. Список литературы состоит из 110 наименований.

## Основное содержание диссертации

Во **введении** дан обзор литературы, посвященной изучению генерации нелинейных токов, генерации квазистационарных магнитных полей и плазменных волн, переносу тепла и аperiodической неустойчивости в плазме при воздействии на нее импульсов лазерного излучения. Приведены наиболее важные результаты, используемые в диссертации. Сформулированы цели исследования и задачи, которые ставились и решались для достижения этих целей. Перечислены положения, определяющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту. Ниже кратко изложено содержание глав диссертации, приложения и заключения.

В **главе 2** изучена генерация нелинейных токов коротким импульсом лазерного излучения с несущей частотой  $\omega_0$  порядка плазменной частоты электронов, бегущим со скоростью  $c_m = c\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_0^2}$ , где  $c$  - скорость света

в вакууме. В **разделе 2.1** приведены основные уравнения и неравенства, используемые в **главе 2**. В **разделе 2.2** записано уравнение для медленно изменяющейся за период осцилляций высокочастотного поля части функции распределения электронов и в линейном приближении по плотности потока излучения найдена поправка к максвелловской функции распределения. Вычислению нелинейных токов посвящен **раздел 2.3**. Получены явные выражения для нелинейных токов на временах меньших времени релаксации импульса электронов

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = & -\frac{1}{4}en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \\
& + \frac{1}{30\sqrt{2\pi}}en_e\nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' (\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 - \\
& - \frac{2}{15\sqrt{2\pi}}en_e\nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' (\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_\perp, \tau') + \\
& + \frac{8}{15\sqrt{2\pi}}en_e\nu \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2, \omega_0 \gtrsim \omega_p, \nu(\tau - \tau_0) \ll 1, \quad (2)
\end{aligned}$$

где  $\mathbf{k}_0$  - волновой вектор,  $\mathbf{v}_E = e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)/m\omega_0$ ,  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  - напряженность высокочастотного поля,  $V_{ij} = v_{Ei}v_{Ej}^* + v_{Ei}^*v_{Ej}$ ,  $\tau = t - z/c_m$ ,  $\tau' = t' - z/c_m$ ,  $\tau_0 = t_0 - z/c_m$ ,  $t_0$  - момент включения поля в точке  $z = 0$ . Ранее нелинейные токи на столь малых временах обсуждались в работе [17] в предположениях, что частота столкновений электронов задана, а движение электронов можно описывать уравнением для средней скорости электронов. В [17] приведены вклады в ток подобные описываемыми первым и последним слагаемыми в формуле (2), но есть ряд существенных отличий. Новые численные значения всех вкладов в (2) получены на базе решения соответствующего кинетического уравнения и частота столкновений  $\nu$  определена через известные характеристики плазмы. Следует отметить, что вклад первого слагаемого в плотность тока (2) является главным.

Для длинного импульса  $\nu t_p \gg 1$  дан вывод выражений для плотности то-

ка на временах больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов:

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = & -\frac{5}{6}en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \frac{16}{15\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_\perp, \tau) + \\
& + \frac{1528}{45\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2 + \frac{17}{10} en_e \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2, \\
\omega_0 \gtrsim \omega_p, Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \gg 1. \quad (3)
\end{aligned}$$

Подобная плотность тока рассмотрена в работе [17], где получено два вклада в плотность тока из-за воздействия силы увлечения и силы Миллера. Первый вклад отвечает последнему слагаемому в формуле (3), но вместо 17/10 содержит меньший численный коэффициент 1/2. Второй вклад пропорционален  $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$ , но в отличие от относительно малого третьего слагаемого в (3), содержит неизвестную частоту  $\nu$  и другой численный коэффициент 1/4. Слагаемое в (3), содержащее  $\partial V_{ij}/\partial r_j$ , получено ранее в [2] (см., также, [15]). Третье слагаемое в (3), содержащее  $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$  и частоту столкновений, больше полученного в [2] примерно в семь раз. Причина отличия численного коэффициента связана с тем, что в [2] не учитывалось отличие изотропной части функции распределения от максвелловской. В [15] изучен нелинейный ток, который устанавливается в плазме с  $Z \gg 1$  на временах больших обратной частоты электрон-электронных столкновений. Напротив, выражение (3) получено в предположении, что  $\tau - \tau_0 \ll Z/\nu$ , и влиянием электрон-электронных столкновений на вид изотропной части функции распределения можно пренебречь. Это проявляется в количественном отличии третьего слагаемого в (3), содержащего  $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$ , от полученного в [15] и, что более существенно, в качественном отличии первого слагаемого в (3) от найденного в [15] большого вклада в нелинейный ток пропорционального  $(Z/\nu) \partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$ . Поскольку  $\nu(\tau - \tau_0) \gg 1$ , то именно первое слагаемое в (3) является главным среди слагаемых содержащих производные по координате.

В **главе 3** построена теория генерации низкочастотных нелинейных токов, возникающих при воздействии на плазму импульса лазерного излуче-

ния с несущей частотой большей плазменной частоты электронов. **Раздел 3.1** содержит основные уравнения, положенные в основу описания кинетики электронов. **Раздел 3.2** посвящен решению уравнения для медленно изменяющейся за период колебаний высокочастотного поля части функции распределения электронов. В **разделе 3.3** вычислены нелинейные токи на временах меньших времени релаксации импульса электронов. Эти нелинейные токи определяются выражением вида (2), с той лишь разницей, что множители  $2/(15\sqrt{2\pi})$  и  $8/(15\sqrt{2\pi})$  в третьем и четвертом слагаемых (2) следует заменить на  $(\dot{\nu}/3\nu - 0.2)/\sqrt{2\pi}$  и  $(\dot{\nu}/3\nu + 0.2)/\sqrt{2\pi}$ , соответственно, где частота  $\dot{\nu}$  отличается от  $\nu$  тем, что вместо  $\Lambda$  входит  $\Lambda(\omega_0) = \ln(v_T/\omega_0 r_{min})$  (подробнее см. [29,30]). Следует отметить, что на малых временах, когда  $\nu(\tau - \tau_0) \ll 1$ , ослабление влияния столкновений на воздействие поля с частотой  $\omega_0 > \omega_p$  проявляется лишь в относительно малых вкладах в нелинейный ток, отвечающих току увлечения и току пропорциональному  $\partial V_{ij}/\partial r_j$ . Явные выражения для нелинейных токов получены также и на временах больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов. Для длинного импульса  $\nu t_p \gg 1$  на таких временах имеем

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = & -\frac{5\dot{\nu}}{6\nu} en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \\
& + \left( \frac{64}{5} - \frac{\dot{\nu} 176}{\nu 15} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_\perp, \tau) + \\
& + \left( \frac{2272\dot{\nu}}{45\nu} - \frac{248}{15} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2 + \\
& + \frac{17\dot{\nu}}{10\nu} en_e \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2, \omega_0 \gg \omega_p, Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \gg 1. \quad (4)
\end{aligned}$$

Прежде всего отметим, что при  $\dot{\nu} = \nu$  выражение (4) переходит в выражение (3). При  $\dot{\nu} \neq \nu$  возникает ряд отличий. Во-первых, описываемый последним слагаемым в формуле (4) ток увлечения и первое слагаемое в (4), описывающее вклад в нелинейный ток из-за градиента поправки к изотропной части функции распределения, возникающей при поглощении высокочастотного поля уменьшаются в  $\dot{\nu}/\nu$  раз по сравнению с приведенными в

формуле (3). Во-вторых, увеличивается множитель перед слагаемым пропорциональным производной тензора  $V_{ij}$ , что приводит к усилению генерации квазистационарного магнитного поля (подробнее см. работу [A2]). Наконец, в-третьих, изменяется множитель в круглых скобках перед  $\partial|\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2/\partial r_i$  (третье слагаемое в (4)). Таким образом, наиболее существенные изменения нелинейных токов, связанные с отличием частот электрон-ионных столкновений при описании быстропеременного и медленного движения электронов в высокочастотном поле с  $\omega_0 \gg \omega_p$ , возникают на временах больших времени свободного пробега электронов.

**Глава 4** посвящена изучению генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму слабо неоднородного короткого лазерного импульса небольшой мощности. Используя выражение для плотности вихревого тока, полученное в **главе 2**, в **разделе 4.1** получено интегро-дифференциальное нелокальное во времени уравнение для магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ . В **разделе 4.2** следствия уравнения для магнитного поля проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. На временах меньших времени свободного пробега электронов  $\nu(t - t_0) \ll 1$  для магнитного поля получено выражение

$$B_{0j}(\mathbf{r}, t) = -\frac{2\nu}{15\sqrt{2\pi}} \frac{mc}{e} \int_{t_0}^t dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' \varepsilon_{jik} \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}, t''), \quad \nu(t - t_0) \ll 1, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_{ijk}$  - единичный антисимметричный тензор третьего ранга. Магнитное поле вычислено и на временах больших времени свободного пробега электронов  $\nu(t - t_0) \gg 60$ , но меньших времени релаксации энергии электронов

$$B_{0j}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{30} \frac{mc}{e} \int_{t_0}^t dt' \varepsilon_{jik} \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}, t'), \quad \nu(t - t_0) \gg 60. \quad (6)$$

Выражение (6) отвечает результату работы [2], но в отличие от [2] содержит ограничение на время прошедшее с момента начала воздействия высокочастотного поля. Представлены результаты численных расчетов эволюции

магнитного поля для тензора осцилляторных скоростей вида

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

На рисунке 1 изображена эволюция во времени функции  $\Phi(\nu t, \nu t_p)$ , определяемой соотношением

$$B_{0j}(\mathbf{r}, t) = \frac{mc}{e\nu} \varepsilon_{jik} \frac{\partial^2}{\partial r_i \partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}) \Phi(\nu t, \nu t_p),$$

для нескольких значений параметра  $\nu t_p$ . По мере увеличения времени, сначала функция  $\Phi(\nu t, \nu t_p)$  уменьшается, достигает минимума, а затем монотонно возрастает до максимального значения. В процессе эволюции магнитное поле изменяет знак. Выявлено, что максимальное значение генерируемого магнитного поля, линейно зависит от величины параметра  $\nu t_p$ .

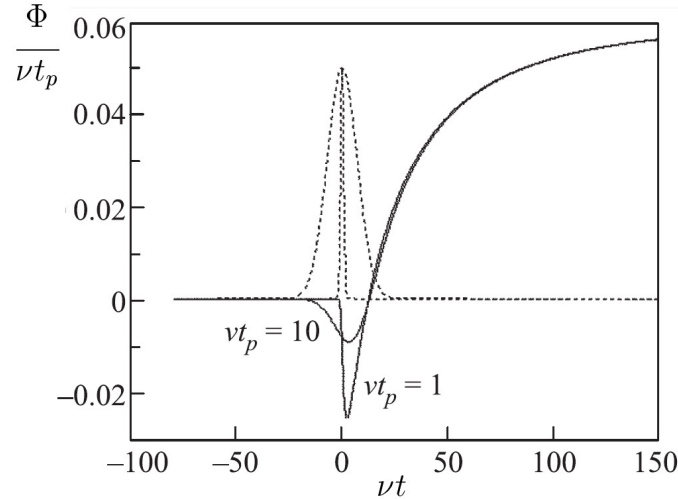


Рисунок 1. Зависимость функции  $\Phi(\nu t, \nu t_p)$  от времени при двух длительностях импульса:  $\nu t_p = 1, 10$ . Штриховые кривые иллюстрируют форму импульса.

**Глава 5** посвящена изучению возбуждения плазменных волн коротким и ультракоротким лазерными импульсами. В **разделе 5.1** найдена медленно изменяющаяся за время порядка  $1/\omega_0$  малая поправка к функции распределения электронов, возникающая из-за нелинейного воздействия на плазму относительно слабого импульса электромагнитного излучения и из-за воздействия потенциального электрического поля. Вычислены нелинейные токи и ток, обусловленный потенциальным электрическим полем. В **разделе 5.2** получено и решено уравнение для потенциального электрического поля, источником которого являются нелинейные токи. Для полей плазменных волн

$\mathbf{E}_{grad}$  и  $\mathbf{E}_{drag}$ , возбуждаемых нелинейными токами, обусловленными пондеромоторной силой  $\mathbf{j}_{grad}$  и силой увлечения  $\mathbf{j}_{drag}$ , соответственно, получены выражения

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m} \pi \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \cos[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2 + \\ & + \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{\omega_p c_m} \frac{\sqrt{2\pi}}{15} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{drag}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[ \frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right] \times \\ & \times \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $\gamma = \nu/3\sqrt{2\pi}$  - декремент затухания плазменных волн из-за столкновений электронов с ионами. В **разделе 5.3** рассмотрено возбуждение плазменных волн ультракоротким импульсом произвольной формы. Показано, что амплитуда возбуждаемых ультракоротким импульсом плазменных волн линейно зависит от длительности импульса. В **разделе 5.4** приведены результаты численных расчетов напряженности потенциального поля в условиях воздействия импульса высокочастотного излучения, в котором плотность потока энергии описывается распределением Гаусса

$$E_L^2(\tau) = E_L^2 \exp[-\tau^2/t_p^2].$$

На рисунке 2 кривыми GC и DC приведены графики функций  $E_{grad}(\tau)$  (7) и  $E_{drag}(\tau)$  (8). Кривая G отвечает результату работы [12], полученному при  $\nu = 0$ . Из сравнения кривых GC и DC видно, что для типичных плазм основной причиной возбуждения плазменных колебаний является нелинейный ток порождаемый пондеромоторной силой, а напряженность поля плазменных волн, возбуждаемых током увлечения, обычно в несколько раз меньше, но не пренебрежимо мала.



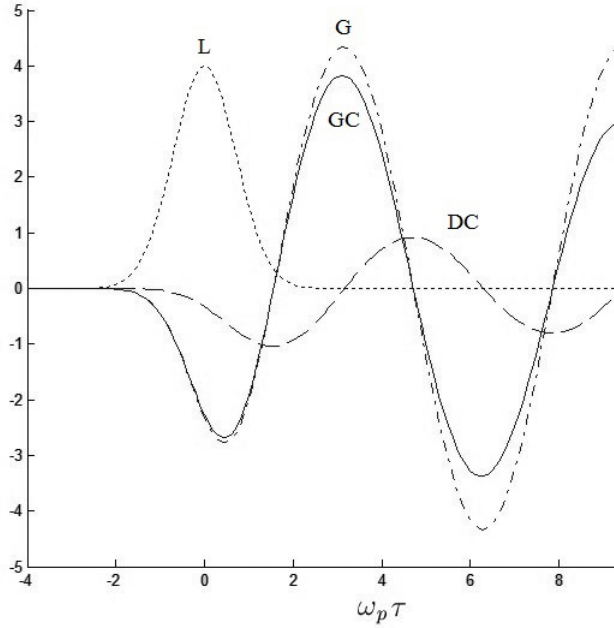


Рисунок 2. Кривыми GC и DC представлены графики функций  $E_{grad}$  (7) и  $E_{drag}$  (8), обезразмеренных на  $en_e v_E^2 / c_m \omega_p$  и  $en_e k_0 v_E^2 / \omega_p \omega_0$ , соответственно. Кривой G представлена зависимость первого слагаемого формулы (7) при  $\gamma = 0$ , обезразмеренного на  $en_0 v_E^2 / c_m \omega_p$  и отвечающего результату работы [12]. Кривой L изображена функция  $4 \exp(-\tau^2/t_p^2)$ , иллюстрирующая изменение плотности энергии в импульсе. Расчеты выполнены для  $\omega_p t_p = 1$  и  $\nu = \dot{\nu} = 0.3\omega_p$ .

В **главе 6** исследована аperiodическая неустойчивость в поле короткого лазерного импульса. В **разделе 6.1** получено и решено кинетическое уравнение для малой поправки к функции распределения электронов медленно изменяющейся за период колебаний высокочастотного поля, которое учитывает как изменение интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега тепловых электронов, так и воздействие генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле. В **разделе 6.2** получено общее выражение для инкремента аperiodической неустойчивости  $\gamma(\mathbf{k}, t)$ , которое учитывает возможность изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега электронов

$$\gamma(\mathbf{k}, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} k v_T \left\{ P_{ij} \Phi_{ij} - \frac{k^2 c^2}{\omega_p^2} \right\}, \quad \Phi_{ij} = k^{-2} \left\{ [\mathbf{k} \times \mathbf{b}]_i [\mathbf{k} \times \mathbf{b}]_j - k_i k_j \right\}, \quad (9)$$

$$P_{ij} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \nu \int_{t_0}^t dt' \frac{V_{ij}(t')}{12v_T^2} \int_0^\infty \frac{du}{u} (6 - u^2) \exp \left[ -\frac{u^2}{2} - 3\nu u^{-3}(t - t') \right], \quad (10)$$

где  $\mathbf{k}$  - волновой вектор возмущений,  $\delta\mathbf{V}$  - возмущение магнитного поля,  $\mathbf{b} = \delta\mathbf{V}/\delta B$ . Полученные выражения позволяют видеть возможность изменения конфигурации неустойчивых возмущений в процессе эволюции анизотропной части функции распределения в поле лазерного импульса.

В **главе 7** исследован поток тепла возникающий в плазме при воздействии на нее высокочастотного излучения. В **разделе 7.1** решено кинетическое уравнение для медленно изменяющейся за время порядка  $1/\omega_0$  малой поправки к функции распределения электронов, возникающей при слабо неоднородном подогреве электронов из-за столкновительного поглощения импульса высокочастотного излучения в плазме с многозарядными ионами. В **разделе 7.2** используя малую поправку к функции распределения найден тепловой поток. Показано, что существует временной интервал, в котором абсолютная величина теплового потока аномально мала. Возникающий в этом временном интервале фактор ограничения теплового потока существенно меньше тех значений, которые возникали ранее при иной постановке задачи о теплопереносе [26,27]. Это положение иллюстрируют результаты численного расчета плотности теплового потока для нескольких отношений  $v_E/v_T$ . Плотность теплового потока  $q$  обезразмерена на плотность потока Спитцера-Харма  $q_{SH}$ , отвечающего текущему значению эффективной температуры электронов, которая находится по средней кинетической энергии электронов. При численном решении считалось, что  $\omega_0 = 100\nu$ , а квадрат модуля напряженности поля имеет вид  $|\mathbf{E}(z, t)|^2 = |\mathbf{E}_L|^2 \exp \left( -(t/t_p)^2 - (z/d)^2 \right)$ , где  $d$  - определяет размер области поглощения поля. Расчеты выполнены при  $\nu t_p = 64$  и  $d = 256\sqrt{Z}v_T/\nu$ . Кривые построены при  $z/d = 0.5$ . Согласно рис. 3 в течение воздействия лазерного импульса величина теплового потока может быть более чем на порядок меньше  $q_{SH}$ . Особенно сильное уменьшение  $q$  имеет место при больших  $Z$ , но малых  $Zv_E^2/v_T^2$ . В узком временном интервале

тепловой поток изменяет знак (см. рис. 3). Это происходит под воздействием квазистационарного электрического поля, величина которого определяется электронами, имеющими скорости меньшие чем скорости электронов, определяющих тепловой поток.

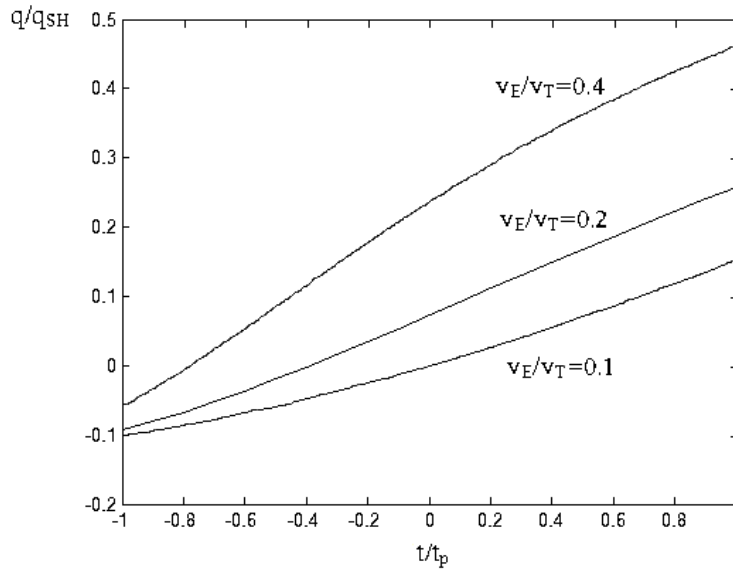


Рисунок 3 Изменение теплового потока за характерное время действия импульса. Кривые отвечают  $Z = 20$  и  $v_E/v_T = 0.1, 0.2, 0.4$ .

В **приложении I** описана форма воздействующего импульса высокочастотного излучения, использованного при построении теории изложенной в **главах 2, 3 и 5**. Приведены основные приближения, использованные при описании распространения импульса в плазме. В **приложении II** приведено выражение для плотности низкочастотного тока проводимости.

В **заключении** приведены основные результаты диссертации:

1. Построена теория генерации низкочастотных нелинейных токов при воздействии на плазму бегущего со скоростью  $c_m$  импульса лазерного излучения с несущей частотой большей плазменной частоты электронов. Явные выражения для токов получены в линейном приближении по плотности потока излучения на временах меньших и больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов. Эти выражения позволяют анализировать генерацию токов импульсами длительность которых, как больше, так и меньше времени

свободного пробега электронов, а форма импульса относительно произвольна.

2. Показано, что учет изменения эффективной частоты столкновений электронов с ионами, в случае воздействия импульса с частотой много большей плазменной приводит к изменению величины нелинейных токов. Наиболее существенные изменения нелинейных токов возникают на временах больших времени свободного пробега электронов.
3. При помощи кинетического уравнения для функции распределения электронов и уравнений поля получено интегро-дифференциальное нелокальное во времени уравнение для квазистационарного магнитного поля. Следствия этого уравнения проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. Показано, что на временах, сравнимых со временем свободного пробега магнитное поле изменяет знак. Генерация имеет место и после выключения короткого импульса, а максимальное значение поля пропорционально длительности импульса и достигается на временах, превышающих время свободного пробега электронов.
4. Используя кинетическое уравнение, учитывающее столкновения электронов с ионами, и уравнения поля, изучено возбуждение плазменных волн при воздействии на плазму относительно слабого импульса электромагнитного излучения с несущей частотой  $\omega_0$  большей плазменной частоты и распространяющегося с групповой скоростью  $c_m$  близкой к скорости света в плазме. Получено и решено уравнение для потенциального электрического поля, источником которого являются нелинейные токи. Показано, что для типичных плазм основной причиной возбуждения плазменных волн является нелинейный ток порождаемый пондеромоторной силой. Напряженность поля плазменных волн, возбуждаемых током увлечения, обычно в несколько раз меньше, чем из-за воздействия силы Миллера. Описано затухание возбуждаемых плазменных волн из-за столкновений электронов с ионами.

5. Путем совместного рассмотрения уравнений Максвелла для малых возмущений квазистационарного электромагнитного поля и кинетического уравнения для порождаемых им возмущений функции распределения, получено и проанализировано общее выражение для инкремента аperiодической неустойчивости, которое одновременно учитывает возможность изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега и воздействие генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле. Показано, что величина инкремента уменьшается с уменьшением длительности импульса.
6. Показано, что в отсутствии тока и при слабо неоднородном подогреве электронов из-за столкновительного поглощения импульса высокочастотного излучения в плазме с многозарядными ионами на временах больших времени релаксации импульса, но меньших времени релаксации энергии электронов, дающих существенный вклад в плотность теплового потока  $q$ , возникает значительное уменьшение величины  $q$  по сравнению с известными результатами [26,27]. Показано, что величина относительного уменьшения  $q$  тем больше, чем больше  $Z$ . При малых значениях  $v_E/v_T$  относительное уменьшение  $q$  проявляется наиболее ярко.

## Список литературы

1. Bernstein I.B., Max C.E., Thomson J.J. Effects of high-frequency fields on plasma transport coefficients // Phys. Fluids. 1978. V. 21. P. 905-914.
2. Shkarofsky I.P. Ponderomotive laser effects in collisional plasma transport // Phys. Fluids. 1980. V. 23. P. 52-62.
3. Haines M.G. Magnetic-field generation in laser fusion and hot-electron transport // Canadian J. Phys. 1986. V. 64. P. 912-919.
4. Абдулаев А.Ш., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю., Фролов А.А. Генерация квазистатических магнитных полей и вынужденное магнитное рассеяние в плазме с частыми столкновениями // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 133-139.
5. Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. О генерации магнитного поля в плазме // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 1116-1121.

6. Lehner T. Intense magnetic field generation by relativistic ponderomotive force in an underdense plasma // *Physica Scripta*. 1994. V. 49. P. 704-711.
7. Аскарьян Г.А. Черенковское и переходное излучения от электромагнитных волн // *ЖЭТФ*. 1962. Т. 42. С. 1360-1363.
8. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука. 1984.
9. Урюпин С.А., Фролов А.А. Генерация низкочастотного излучения плотной горячей плазмой при пондеромоторном воздействии короткого лазерного импульса // *ЖЭТФ*. 2012. Т. 141. С. 1006-1020.
10. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 43. P. 267-270.
11. Joshi C., Mori W.B., Katsouleas T., Dawson J.M., Kindel J.M., Forslund D.W. Ultrahigh gradient acceleration by intense laser-driven plasma density waves // *Nature*. 1984. V. 311. P. 525-529.
12. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. Возбуждение плазменных волн электромагнитным волновым пакетом // *ЖЭТФ*. 1987. Т. 93. С. 509-514.
13. Sprangle P., Esarey E., Ting A., and Joyce G. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. P. 2146-2148.
14. Балакирев В.А., Гавриленко И.В., Карась В.И., Файнберг Я.Б., Толстолужский А.П. Возбуждение ленгмюровских колебаний в полуограниченной плотной плазме лазерным импульсом // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. С. 842-847.
15. Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. Теория нелинейных токов в неоднородной плазме, находящейся в высокочастотном электромагнитном поле // *КСФ*. 1992. №1. С. 50-58.
16. Aliev Yu.M., Frolov A.A., Stenflo L., Shukla P.K. Hydrodynamic theory for the magnetization current in a collisionless plasma // *Phys. Fluids B*. 1990. V. 2. P. 34-37.
17. Горбунов Л.М., Гутьеррес С.Р. Генерация электростатических полей и тока увлечения при прохождении через плазму высокочастотной электромагнитной волны // *Препринт ФИАН №269*. М.: ФИАН. 1987 |31 Стр.|.
18. Weibel E.S. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 2. P. 83-84.
19. Силин В.П., Урюпин С.А. Генерация тока увлечения высокой плотности высокочастотным излучением // *ЖЭТФ*. 1997. Т. 111. С. 107-119.
20. Ferrante G., Zarcone M., Uryupin S.A. Plasma electron kinetics in a weak high-frequency field and magnetic field amplification // *Phys. Rev. E*. 2001. V. 64. P. 046408|8 Pages|.
21. Sangam A., Morreeuw J.-P., Tikhonchuk V.T. Anisotropic instability in a laser heated plasma // *Physics of plasmas*. 2007. V. 14. P. 053111|8 Pages|.

22. Ferrante G., Zarcone M., Uryupin S.A. Magnetic field generation in a plasma in the presence of an ultrashort laser pulse // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. P. 2918-2924.
23. Spitzer L., Harm R. Transport phenomena in a completely ionized gas // *Phys. Rev.* 1953. V. 89. P. 977-981.
24. Langdon A.B. Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 575-579.
25. Balescu R. Thermal conductivity in a laser-created plasma heated by inverse bremsstrahlung absorption // *J. Plasma Phys.* 1982. V. 28. P. 65-92.
26. Гамалий Е.Г., Киселев А.Е. О влиянии неравновесной функции распределения на теплоперенос в лазерной плазме // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 1988. №8. С. 47-49.
27. Uryupin S.A., Kato S., Mima K. Self-similar electron distribution, inverse bremsstrahlung, and heat flux inhibition in high-Z nonuniform plasmas // *Physics of Plasmas*. 1995. V. 2. P. 3100-3105.
28. Luciani J.F., Mora P., Virmont J. Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1664-1667.
29. Силин В.П. Кинетическое уравнение для быстропеременных процессов // *ЖЭТФ*. 1960. Т. 38. С. 1771-1774.
30. Силин В.П. О высокочастотной диэлектрической проницаемости плазмы // *ЖЭТФ*. 1961. Т. 41. С. 861-866.

## Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [A1] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация низкочастотных нелинейных токов в плазме ультракоротким импульсом высокочастотного излучения // *Физика плазмы* 2015. Т. 41. С. 600-608.
- [A2] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация магнитного поля в слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с коротким лазерным импульсом // *Письма в ЖЭТФ* 2012. Т. 95. С. 707-711.
- [A3] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Неустойчивость Вейбеля в поле короткого лазерного импульса // *Физика плазмы* 2013. Т. 39. С. 268-275.
- [A4] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Нелинейные токи в поле импульса с частотой большей ленгмюровской // *Физика плазмы* 2016. Т. 42. №9. С. 853-858.
- [A5] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Возбуждение плазменных волн нелинейными токами, возникающими под воздействием импульса высокочастотного излучения // *Физика плазмы* 2017. Т. 43. С. 250-259.

- [A6] Grishkov V.E., Uryupin S.A. Anomalous heat flux inhibition under high frequency radiation pulse absorption in electron-ion collisions // Phys. Lett. A. 2011. V. 375. P. 1990-1993.
- [A7] Grishkov V.E., Uryupin S.A. Generation of quasistationary currents in plasma interacting with a short laser pulse // The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2013) (June 18-22. 2013. Moscow, Russia). TECHNICAL DIGEST. IPW21(2013)
- [A8] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация нелинейного тока вдоль направления распространения короткого лазерного импульса // Тезисы докладов XLI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2014. С. 315.
- [A9] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация нелинейных токов в плазме ультракоротким импульсом лазерного излучения // Тезисы докладов XLII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2015. С. 139.
- [A10] Grishkov V.E., Uryupin S.A. Nonlinear currents in the plasma interacting with a short laser pulse // Book of abstracts "ECLIM"2016. P. 33. Moscow, Russia.
- [A11] Гришков В.Е., Урюпин С.А. О генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии короткого лазерного импульса на плазму // Тезисы докладов XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2013. С. 244.
- [A12] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Вейбелевская неустойчивость в поле лазерного импульса // Тезисы докладов XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2013. С. 245.
- [A13] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Эффект обращения теплового потока // Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2011. С. 44.
- [A14] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Аномальное уменьшение теплового потока при столкновительном поглощении импульса высокочастотного излучения // Тезисы докладов 4 Всероссийской молодежной конференции "Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики"2011. С. 37.
- [A15] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Кинетическая теория генерации ленгмюровских волн нелинейными токами при воздействии короткого лазерного импульса // Тезисы докладов III Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии"2017. С. 160.
- [A16] Гришков В.Е., Урюпин С.А. Влияние столкновений электронов на возбуждение плазменных волн нелинейными токами. // Тезисы докладов XLIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2017. С. 269.
- [A17] Grishkov V.E., Uryupin S.A. Kinetic approach to plasma wave generation by short laser pulse. Book of abstracts "CSCPIER"2017. P. 22. Moscow, Russia.