

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

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

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

Москва – 2017

Содержание

1	Введение	4
2	Генерация низкочастотных нелинейных токов в плазме коротким импульсом высокочастотного излучения	20
2.1	Основные уравнения	20
2.2	Уравнение для функции распределения и его решение	23
2.3	Плотность нелинейного тока	27
2.4	Обсуждение и результаты численных расчетов	35
3	Нелинейные токи в поле импульса с частотой большей плазменной	36
3.1	Основные уравнения	36
3.2	Плотность нелинейного тока	39
3.3	Обсуждение и результаты численных расчетов	44
4	Генерация магнитного поля в слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с коротким лазерным импульсом	46
4.1	Основные уравнения	47
4.2	Генерация магнитного поля	49
4.3	Обсуждение и выводы	53
5	Возбуждение плазменных волн нелинейными токами, возникающими под воздействием импульса высокочастотного излучения	55
5.1	Генерация нелинейных токов импульсом высокочастотного поля	56
5.2	Уравнение для потенциального поля и его решение	58
5.3	Возбуждение плазменных волн ультракоротким импульсом	61
5.4	Возбуждение плазменных волн коротким импульсом	64
5.5	Обсуждение и численные оценки	70

6	Апериодическая неустойчивость в поле короткого лазерного импульса	72
6.1	Распределение электронов в поле лазерного импульса . . .	73
6.2	Вычисление инкремента апериодической неустойчивости .	75
6.3	Обсуждение и численные оценки	82
7	Аномальное уменьшение теплового потока при столкновительном поглощении импульса высокочастотного излучения	86
7.1	Основные уравнения	86
7.2	Перенос тепла при поглощении импульса высокочастотного излучения	89
7.3	Выводы и численные оценки	95
8	Приложение I. Распространение импульса высокочастотного излучения в плазме	96
9	Приложение II. Вычисление тока проводимости	100
10	Заключение	101

1 Введение

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 ν - частота столкновений электронов. В плазме с многократно ионизованными ионами частота ν в основном определяется столкновениями электронов с ионами. Если скорость электронов близка к тепловой $v_T = \sqrt{\varkappa T/m}$, то для частоты столкновений имеем

$$\nu = \frac{4\pi e^4 Z n_e \Lambda}{m^2 v_T^3} \simeq 0.87 \cdot 10^{13} \left(\frac{Z}{5}\right) \left(\frac{\Lambda}{5}\right) \left[\frac{1000}{T(\text{эВ})}\right]^{3/2} \left[\frac{n_e(\text{см}^{-3})}{10^{21}}\right] \text{сек}^{-1}, \quad (1.1)$$

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 (1.1) время свободного пробега составляет ~ 100 фсек. Если же $n_e = 10^{17} \text{см}^{-3}$ и $T = 100$ эВ, то $\tau_{ei} \sim 30$ псек. Для надтепловых электронов время свободного пробега в $(v/v_T)^3$ раз больше. В современных экспериментах сравнительно просто реализуются условия, в которых длительность лазерного импульса t_p короче сотен фемтосекунд и, тем более, короче десятков или сотен пикосекунд. 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 возникновения аperiодической неустойчи-

вости.

Воздействие высокочастотного электромагнитного излучения на проводящие среды сопровождается генерацией нелинейных токов, как на более высоких частотах, кратных основной частоте воздействующего излучения, так и на низких частотах. Интерес к изучению низкочастотных нелинейных токов связан с тем, что такие токи составляют основу теории генерации квазистационарного магнитного поля [1-11], теории генерации низкочастотного электромагнитного излучения [12-20] и теории возбуждения плазменных волн в плазме [21-37]. Поскольку величина генерируемых электромагнитных полей существенно зависит от величины нелинейных токов, то последние необходимо вычислять с достаточной степенью точности. Кинетической теории генерации низкочастотных нелинейных токов посвящены работы [1,2,38]. В этих работах 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 (см., например, [39,40]). Однако, такой подход может приводить не только к количественным отличиям в величине токов, но и не позволяет выявить важные качественные зависимости. Нельзя считать удовлетворительным и использование упрощенного описания, базирующегося на уравнении для средней скорости электронов, в котором столкновения электронов учитываются введением заданной, но неизвестной, эффективной частоты столкновений [41,42]. В связи с этим, представляет интерес построение кинетической теории генерации низкочастотных нелинейных токов при воздействии на плазму импульса лазерного излучения с несущей частотой большей либо порядка плазменной частоты электронов. Соответствующая теория представлена в **главе 2** и опубликована в работе [43], а также в тезисах конференций [44-46].

В работах [1,2,38,47,48] при описании нелинейных токов в плазме, возникающих под воздействием высокочастотного поля, использовалось кинетическое уравнение с интегралом столкновений Ландау. Использование такого интеграла столкновений оправдано в условиях, когда частота поля ω_0 сравнима или меньше плазменной частоты электронов ω_p . Если же $\omega_0 > \omega_p$, то при описании движения электронов в высокочастотном поле следует использовать интеграл столкновений, полученный В.П. Силиным [49,50] при построении кинетической теории быстропеременных процессов. Как показано в [49,50] (см., также, [51]) использование видоизмененного интеграла столкновений приводит к изменению эффективной частоты столкновений электронов с ионами. В том случае, когда частота поля много больше ω_p , но меньше чем v_T/r_{min} , эффективная частота столкновений ν пропорциональна $\Lambda(\omega_0) = \ln(v_T/\omega_0 r_{min})$, а не $\Lambda = \ln(v_T/\omega_p r_{min}) = \Lambda(\omega_0) + \ln(\omega_0/\omega_p) > \Lambda(\omega_0)$. Описываемое таким соотношением изменение кулоновского логарифма имеет место в относительно слабом высокочастотном поле, в котором амплитуда осцилляций скорости электрона много меньше тепловой скорости электронов. То есть имеет место уменьшение эффективной частоты столкновений в меру отношения $\Lambda(\omega_0)$ к Λ . При расчетах с логарифмической точностью правильный результат для проводимости в поле с частотой $\omega_0 > \omega_p$ возникает и в том случае, если изначально использовать интеграл столкновений Ландау, в который вместо Λ входит $\Lambda(\omega_0)$. При таком модельном подходе описание отклика электронов на воздействие высокочастотного поля существенно упрощается. В свете вышеизложенного, именно такой использован в **главе 3** при построении теории низкочастотных нелинейных токов, возникающих в плазме под воздействием импульса высокочастотного излучения с несущей частотой намного большей плазменной частоты электронов. При этом при рассмотрении быстропеременного движения электронов использовался интеграл столкновений электронов с ионами, который пропорционален $\Lambda(\omega_0)$, а для описания медленного движения электронов из-за нелинейного воздействия поля - инте-

грал столкновений, в котором Λ не зависит от ω_0 . Основные результаты, представленные в **главе 3**, опубликованы в работе [52] и сборнике тезисов конференции [53].

Вопросы теории генерации квазистационарных магнитных полей в плазме изучаются сравнительно давно (см., например, [1-5, 54-57]). Одним из источников генерации квазистационарных магнитных полей является неколлинеарность градиентов плотности и температуры электронов [54-57]. В работах [1, 3, 5] показано, что лазерное излучение в плазме приводит к дополнительным источникам, дающим вклад в генерацию квазистационарного магнитного поля. Примерами таких источников являются неколлинеарность градиентов плотности электронов и плотности энергии высокочастотного поля [1, 5], а также неколлинеарность градиентов температуры электронов и плотности энергии лазерного излучения [1, 5]. Применительно к слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с локализованным высокочастотным полем, важным источником генерации магнитного поля является непотенциальная часть пондеромоторной силы [48]. Обусловленная таким источником генерация магнитного поля изучена в работах [1-8]. В теоретических работах [1-5] время действия высокочастотного поля считалось много большим времени свободного пробега электронов, что позволяло исследовать медленную эволюцию магнитного поля также на временах больших τ_{ei} . В экспериментальных работах [58-61], посвященных исследованию генерации магнитных полей под действием импульса высокочастотного излучения, время действия импульса в десятки раз превосходило время свободного пробега электронов. В более поздних теоретических [6-8] работах генерация магнитных полей за счет непотенциальной части пондеромоторной силы изучалась в случае воздействия на плазму импульсов лазерного излучения с длительностью не превышающей время свободного пробега электронов. Следует отметить, что и в экспериментальных работах [9, 10, 62] проводились измерения величины магнитных полей, генерируемых в плазме при воздействии коротких лазерных импульсов. Одним

из источников наблюдаемого в [62] магнитного поля является непотенциальная часть пондеромоторной силы. В отличие от выполненных ранее работ, в **главе 4** рассмотрена генерация магнитных полей непотенциальной частью пондеромоторной силы в условиях $t_p \lesssim \tau_{ei}$. Результаты такого рассмотрения представлены в **главе 4**, где описана генерация квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму короткого импульса высокочастотного излучения. Основные результаты **главы 4** опубликованы в работе [47] и тезисах конференции [63].

Механизмы возбуждения волн с частотой порядка плазменной частоты электронов изучаются многие годы. Один из наиболее изученных механизмов - распад электромагнитной волны с частотой ω_0 на плазменную волну и рассеянную электромагнитную волну, получивший название вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). В плазме процесс ВКР возможен при достаточно большой плотности потока излучения и характеризуется инкрементом $\Gamma \sim (v_E/c)\sqrt{\omega_0\omega_p}$, где v_E - амплитуда скорости осцилляций электронов в высокочастотном поле, c - скорость света (см., например, книги [64,65]). При воздействии ультракоротких импульсов лазерного излучения процесс ВКР реализуется лишь при достаточно большой плотности потока энергии, когда $\Gamma t_p \gtrsim 1$. Здесь и далее ультракоротким импульсом называем импульс, длительность которого меньше или сравнима с периодом плазменных колебаний. Стоит отметить, что в ультракоротком импульсе энергия излучения локализована в ограниченной области пространства имеющей при $\omega_0 \gg \omega_p$ размер $\sim ct_p$ в направлении распространения импульса. Вследствие этого оказывается возможной генерация плазменных волн под воздействием пондеромоторной силы. Изучению такого механизма возбуждения плазменных волн посвящены работы [21-29]. В работах [23-27] исследованы плазменные волны, возбуждаемые при взаимодействии двух импульсов лазерного излучения, основные частоты которых отличаются на ω_p . При этом возбуждение плазменных волн происходит под воздействием пондеромоторной силы на разностной частоте смешиваемых

электромагнитных волн. Возбуждение плазменных волн при воздействии на полуограниченную плазму лазерного импульса с несущей частотой равной половине плазменной частоты изучено в работе [28]. В этом случае источником волн является пондеромоторная сила на удвоенной частоте, равной плазменной частоте электронов. В ряде теоретических [21,22,29-32] и экспериментальных [33-37,66,67] работ рассмотрена генерация плазменных волн, возбуждаемых пондеромоторной силой, в поле ультракороткого лазерного импульса. В работах [30-32] проведены численные эксперименты по исследованию возбуждения плазменных волн ультракороткими импульсами высокочастотного излучения. Следует отметить работу [21], в которой используя уравнения для средней скорости электронов и уравнения поля, изучено возбуждение плазменных волн при воздействии короткого бегущего лазерного импульса. Причиной генерации плазменных волн и в этом случае является пондеромоторная сила. Показано, что наилучшим образом плазменные колебания возбуждают импульсы с длительностью порядка периода плазменных колебаний (см., также, [22]). В работах [21,22,29] для описания генерации плазменных волн под воздействием пондеромоторной силы использовались уравнения поля, дополненные гидродинамическими уравнениями, либо уравнением для средней скорости электронов. При этом не учитывалось влияние столкновений на возбуждение и распространение плазменных волн. В **главе 5** в развитие подходов работ [21,22,29] изучено возбуждение плазменных волн при воздействии на плазму относительно слабого импульса электромагнитного излучения с несущей частотой большей плазменной частоты электронов и распространяющегося с групповой скоростью c_m близкой к скорости света. В отличие от ранее выполненных работ описание отклика плазмы на воздействие излучения базируется на кинетическом уравнении, учитывающем столкновения электронов с ионами. Основные результаты, представленные в **главе 5**, опубликованы в работе [68] и тезисах конференций [69-71].

При обратнотормозном поглощении высокочастотного поля формиру-

ется анизотропное распределение электронов по скоростям (см., например, [72]). Анизотропия функции распределения может быть причиной развития апериодической неустойчивости [73], приводящей к генерации неоднородного квазистационарного магнитного поля. Возможность возникновения апериодической неустойчивости в плазме взаимодействующей с высокочастотным излучением сравнительно небольшой интенсивности, в поле которого амплитуда осцилляций скорости электронов меньше их тепловой скорости, описана в работах [74-76]. В [77] показано, что неустойчивые возмущения магнитного поля изменяют динамику электронов в высокочастотном поле, то есть видоизменяют само основное состояние, что приводит к количественному изменению инкремента неустойчивости. В упомянутых выше работах [74-77] изменение амплитуды высокочастотного поля во времени считалось несущественным. Такое приближение не всегда оправдано. В частности, при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой возможны условия, когда длительность импульса t_p меньше или сравнима со временем свободного пробега электронов, которое характеризует время формирования медленно изменяющегося анизотропного распределения электронов по скоростям. Особенности апериодической неустойчивости в плазме взаимодействующей с коротким лазерным импульсом рассматривались в работе [78] (см., также, [79]). В [78,79], как и в более ранних работах [74-76], не учитывалось влияние генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле. С учетом того, что такое влияние может приводить к изменению величины инкремента неустойчивости [77] необходимо провести одновременный учет, как изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега тепловых электронов, так и воздействия генерируемого магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле. Результаты такого рассмотрения приведены в **главе 6**. Основные результаты **главы 6** опубликованы в работе [80], а также в сборнике тезисов конференции [81].

Обычно основу описания переноса тепла в плазме с частыми столкно-

вениями электронов, когда их функция распределения слабо отличается от максвелловской, составляет формула Спитцера-Харма для теплового потока электронов q_{s-H} [82]. В разреженной плазме, при поглощении высокочастотного поля из-за столкновений электронов с ионами, формируется обедненное надтепловыми электронами платообразное распределение [83-86], что приводит к численному уменьшению величины теплового потока по сравнению с q_{s-H} (см., например, [85,87-89]). В частности, формирование распределения электронов вида $\sim \exp(-v^5)$ приводит к уменьшению теплового потока в четыре раза. Этот результат и выражение для q_{s-H} получены на временах много больших времени релаксации энергии электронов и для слабо неоднородной плазмы когда несущественно изменение потока тепла из-за нелокальности переноса (см., например, [90,91]). В работе [92] численно исследован нагрев плазмы слабо неоднородными короткими лазерными импульсами. В ряде экспериментальных [93-96] работ также изучались вопросы нагрева плазмы слабо неоднородными короткими лазерными импульсами. В связи с этим, представляет интерес изучение переноса тепла при слабо неоднородном подогреве электронов плазмы из-за поглощения импульса высокочастотного излучения, длительность которого больше времени свободного пробега электронов, но меньше времени релаксации энергии электронов. Соответствующая теория изложена в **главе 7** и работе [97], а также в тезисах конференций [98,99].

Принимая во внимание изложенное выше, сформулируем **цели** диссертации:

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.

Для достижения этих целей ставились **задачи**:

1. Изучить генерацию низкочастотных нелинейных токов в плазме ко-

ротким 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 аperiодической 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, определяющие научную новизну работы и **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 которого 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 аperiодической неустойчивости, являющийся 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 диссертации.

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 аperiодической 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 "ECLIM 2016" (Moscow, 2016), III Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии" (Москва, 2017), XLIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2017), 15th 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 [43,47,52,68,80,97], трудах [44] и тезисах конференций [45,46,53,63,69,70,71,81,98,99].

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.

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 бегущим коротким импульсом лазерного излучения с несущей частотой порядка плазменной частоты электронов. 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**. Явные выражения для токов получены на временах меньших и больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов. Эти выражения описывают генерацию токов импульсами длительность которых, как больше, так и меньше времени свободного пробега электронов, а форма импульса относительно произвольна. Приведены численные расчеты величин нелинейных токов, генерируемых импульсом с гауссовским профилем. В **разделе 2.4** проведены численные оценки параметров плазмы и импульса лазерного излучения.

В **главе 3** построена теория генерации низкочастотных нелинейных токов, возникающих при воздействии на плазму бегущего со скоростью c_m импульса лазерного излучения 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. Уравнение для функции распределения решено в линейном приближении по плотности потока излучения и найдена поправка к максвелловской функции распределения. В **разделе 3.3** вычислены нелинейные токи, выражения для которых получены на временах меньших и больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов. Показано, что наиболее существенные изменения нелинейных токов, связанные с отличием частот электрон-ионных столкновений при описании быстропеременного и медленного движения электронов в высокочастотном поле $\omega_0 \gg \omega_p$, возникают на временах больших времени свободного пробега электронов. Дано количественное описание уменьшения величины нелинейных токов. В **разделе 3.4** приведены численные оценки параметров плазмы и импульса лазерного излучения.

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. В **разделе 4.2** следствия уравнения для магнитного поля проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. Показана зависимость направления генерируемого магнитного поля от времени прошедшего с момента включения высокочастотного поля. Выявлена линейная зависимость максимальной величины магнитного поля от длитель-

ности лазерного импульса. Представлены результаты численных расчетов эволюции магнитного поля. В **разделе 4.3** изложены основные выводы **главы 4**.

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. В **разделе 5.3** рассмотрено возбуждение плазменных волн ультракоротким импульсом произвольной формы. **Раздел 5.4** посвящен изучению возбуждения плазменных волн коротким импульсом прямоугольной формы. Приведены результаты численных расчетов величины генерируемых полей. В **разделе 5.5** показано, 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.

В **главе 6** исследована апериодическая 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 время $\sim 1/\omega_0$, 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 апериодической неустойчивости, которое учитывает возможность изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега электронов. Получены выражения позволяющие

видеть возможность изменения конфигурации неустойчивых возмущений в процессе эволюции анизотропной части функции распределения в поле лазерного импульса. Аналитические закономерности дополнены численными расчетами инкремента неустойчивости. В **разделе 6.3** приведены численные оценки инкремента аperiодической неустойчивости.

В **главе 7** исследован тепловой поток 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 условиях отсутствия тока. В **разделе 7.2** используя малую поправку к функции распределения найден тепловой поток. Показано, что существует временной интервал, в котором абсолютная величина теплового потока значительно меньше, чем было выявлено ранее, а при очень большой кратности ионизации ионов даже изменяет знак. Выполнены численные расчеты плотности теплового потока для нескольких величин кратности ионизации ионов Z и нескольких отношений v_E/v_T . В **разделе 7.3** приведены численные оценки параметров рассматриваемых плазм и приведены основные выводы **главы 7**.

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** изложены основные результаты диссертации.

2 Генерация низкочастотных нелинейных токов в плазме коротким импульсом высокочастотного излучения

В **главе 2** представлена теория генерации низкочастотных нелинейных токов при воздействии на плазму бегущего со скоростью c_m импульса лазерного излучения с несущей частотой порядка плазменной частоты электронов. В **разделе 2.1** приведены основные уравнения и неравенства, используемые в **главе 2**. В **разделе 2.2** записано уравнение для медленно изменяющейся 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**. Явные выражения для токов получены на временах меньших и больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов и позволяют анализировать генерацию токов импульсами длительность которых, как больше, так и меньше времени свободного пробега электронов, а форма импульса относительно произвольна. Асимптотические зависимости дополнены численными расчетами нелинейных токов, генерируемых гауссовским импульсом. В **разделе 2.4** приведены численные оценки параметров плазмы и импульса лазерного излучения, для которых применимы полученные в **главе 2** выражения для нелинейных токов.

2.1 Основные уравнения

Электрическое поле в плазме представим в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{E}_n e^{-in\omega_0 t + in\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + c.c., n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.1)$$

где функции $\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t)$ изменяются слабо за время $\sim 1/\omega_0$ и на расстоянии $1/k_0$:

$$\left| \frac{\partial \ln E_n}{\partial t} \right| \ll \omega_0, \quad \left| \frac{\partial \ln E_n}{\partial \mathbf{r}} \right| \ll k_0. \quad (2.2)$$

В основу рассмотрения кинетики электронов положим уравнение для функции распределения электронов $f = f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = St(f) + St(f, f), \quad (2.3)$$

где $St(f)$ и $St(f, f)$ - электрон - ионный и электрон - электронный интегралы столкновений, а магнитное поле \mathbf{B} описывается выражением вида (2.1).

Для интеграла столкновений электронов с ионами воспользуемся приближенным выражением не учитывающим малую неупругость столкновений электронов и с ионами:

$$St(f) = \frac{1}{2} \nu(v) \frac{\partial}{\partial v_i} (v^2 \delta_{ij} - v_i v_j) \frac{\partial f}{\partial v_j}, \quad (2.4)$$

где $\nu(v)$ - частота столкновений электронов с ионами,

$$\nu(v) = 4\pi e^4 Z \Lambda n_e m^{-2} v^{-3}. \quad (2.5)$$

В обсуждаемых далее условиях явный вид электрон-электронного интеграла столкновений $St(f, f)$ не нужен.

Электрическое $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ поля находим из уравнений Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi e}{c} \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f, \quad (2.7)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad \text{div} \mathbf{E} = 4\pi e \int d\mathbf{v} f. \quad (2.8)$$

Функцию распределения электронов ищем в виде

$$f = f^{(0)} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} f^{(n)} e^{-in\omega_0 t + i n \mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + c.c., \quad (2.9)$$

где функции $f^{(n)} = f^{(n)}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ удовлетворяют неравенствам

$$\left| \frac{\partial \ln f^{(n)}}{\partial t} \right| \ll \omega_0, \quad \left| \frac{\partial \ln f^{(n)}}{\partial \mathbf{r}} \right| \ll k_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

Поле на частотах близких к ω_0 считаем слабым и влиянием гармоник поля и функции распределения электронов с $n \geq 2$ пренебрегаем. Тогда, для функции $f^{(1)}$ имеем уравнение

$$\left[-i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} + i\mathbf{k}_0 \mathbf{v} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_0}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] f^{(1)} - St[f^{(1)}] = -\frac{\mathbf{F}_1}{m} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}}, \quad (2.11)$$

где \mathbf{F}_n - амплитуда n -ой гармоники силы Лоренца,

$$\mathbf{F}_n = e \left(\mathbf{E}_n + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_n] \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.12)$$

В уравнении (2.11) опущен электрон-электронный интеграл столкновений, что оправдано в плазме с высокой кратностью ионизации ионов Z ,

$$Z \gg 1. \quad (2.13)$$

Примем, что отклонение функции распределения $f^{(0)}$ от равновесной максвелловской функции распределения $f_m = f_m(v)$ мало:

$$f^{(0)} = f_m + \delta f, \quad |\delta f| \ll f_m = n_e (2\pi)^{-3/2} v_T^{-3} \exp(-v^2/2v_T^2), \quad (2.14)$$

где v_T - тепловая скорость электронов. Также предположим, что частота ω_0 достаточно велика

$$\omega_0 \gg \nu_{eff}, \quad |\mathbf{k}_0 \mathbf{v}|, \quad \left| \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial \ln f^{(1)}}{\partial \mathbf{v}} \right|, \quad (2.15)$$

где ν_{eff} - эффективная частота столкновений электронов, позволяющая оценить интеграл столкновений в уравнении (2.11) как $\nu_{eff} f^{(1)}$. При этом,

учтя ограничение на частоту ω_0 (2.2) и уравнение (2.6) для силы \mathbf{F}_1 (2.12) имеем

$$\mathbf{F}_1 = e\mathbf{E}_1 - i\frac{e}{\omega_0} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \{i[\mathbf{v} \times [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{E}_1]] + [\mathbf{v} \times \text{rot}\mathbf{E}_1]\}. \quad (2.16)$$

Принимая во внимание неравенства (2.2), (2.10), (2.15) из уравнения (2.11) находим:

$$\begin{aligned} f^{(1)} = & -\frac{ie}{m\omega_0} \mathbf{E}_1 \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} - \\ & -\frac{e}{m\omega_0^2} \left[i\mathbf{k}_0 \mathbf{v} + \left(1 + 2\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0}\right) \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] \left(\mathbf{E}_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f_m + \\ & + \frac{e}{m\omega_0^2} \left(1 + \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0}\right) St \left[\mathbf{E}_1 \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} \right] + \frac{e}{m\omega_0^2} St \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \mathbf{E}_1 \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} \right]. \quad (2.17) \end{aligned}$$

Выражение (2.17) позволяет найти плотность высокочастотного тока на частоте ω_0 (см. **Приложение I**), а также получить уравнение для медленно изменяющейся за время $\sim 1/\omega_0$ части функции распределения $f^{(0)}$.

2.2 Уравнение для функции распределения и его решение

Используя соотношения (2.1), (2.9) и ограничения на производные функций \mathbf{E}_n (2.2) и $f^{(n)}$ (2.10) из (2.3) имеем уравнение для функции $f^{(0)}$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f^{(0)} - St \left(f^{(0)} \right) = -\frac{1}{4m} \mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(1)*}}{\partial \mathbf{v}} - c.c., \quad (2.18)$$

где \mathbf{F}_1 и $f^{(1)}$ даются соотношениями (2.16) и (2.17), соответственно. В уравнении (2.18) опущен интеграл электрон-электронных столкновений, что оправдано на временах меньших обратной частоты электрон-электронных столкновений $\nu_{ee}^{-1} = Z/\nu$.

Рассмотрим следствия уравнения (2.18) в предположении, что функция $f^{(0)}$ слабо отличается от максвелловской f_m (см. (2.14)). Тогда, используя соотношения (2.16), (2.17), из (2.18) имеем

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) \delta f - St(\delta f) = & -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_m + \\
& + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2\right) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) V_{ij} - \\
& - \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[St \left(\frac{\partial f_m}{\partial v_j}\right) \right] + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial t} V_{ij}\right) \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] - \\
& - \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} St \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] - \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} St \left(\frac{\partial f_m}{\partial v_j}\right) \right] - \\
& - \frac{1}{4} V_{ij} \frac{(\mathbf{k}_0)_t v_s}{\omega_0} \{ \delta_{tn} \delta_{sj} - \delta_{ts} \delta_{nj} \} \frac{\partial}{\partial v_n} \left[St \left(\frac{\partial f_m}{\partial v_i}\right) \right]. \quad (2.19)
\end{aligned}$$

При написании уравнения (2.19) использованы обозначения

$$\begin{aligned}
\mathbf{v}_E = \mathbf{v}_E(\mathbf{r}, t) &= e \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) / m \omega_0, \\
V_{ij} = V_{ij}(\mathbf{r}, t) &= v_{Ei} v_{Ej}^* + v_{Ei}^* v_{Ej}. \quad (2.20)
\end{aligned}$$

В (2.19) опущены производные от f_m по координате и времени. Тем самым, далее рассматриваются условия, в которых неоднородность и нестационарность распределения электронов определяется высокочастотным полем, приводящим к отклонению $f^{(0)}$ от f_m . В правой части уравнения (2.19) \mathbf{E}_0 - слабо изменяющееся за время $\sim 1/\omega_0$ электрическое поле в плазме. В однородной плазме такое поле возникает из-за воздействия импульса электромагнитного излучения. При этом напряженность поля \mathbf{E}_0 оказывается пропорциональной плотности энергии воздействующего излучения. Поле \mathbf{E}_0 порождает ток проводимости, выражения для которого приведены в **Приложении II**. Переходя к решению уравнения (2.19) заметим, что в соответствии с уравнением (8.10) **Приложения I** продольная компонента электрического поля E_{1z} много меньше поперечной $E_{1\perp}$. Поэтому можно использовать приближенное соотношение $(\mathbf{k} \mathbf{E}_1) \approx 0$. Учитывая это соотношение и явный вид интеграла столкновений электронов с ионами (см. (2.4)), представим уравнение (2.19) в виде

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) \delta f - St(\delta f) = & -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_m + \\
& + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2\right) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) V_{ij} + \\
& + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\nu(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j}\right] + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial t} V_{ij}(\mathbf{r}, t)\right) \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{\partial f_m}{\partial v_j}\right] + \\
& + V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \nu(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j}\right] - \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{2\omega_0} |\mathbf{v}_E|^2 \frac{\nu(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v}. \quad (2.21)
\end{aligned}$$

Интересуясь решением уравнения (2.21), ограничимся рассмотрением условий, в которых слагаемое $\mathbf{v} \partial \delta f / \partial \mathbf{r}$ в левой части уравнения (2.21) можно считать малым. При построении решения используем соотношения

$$St(T_i) = -\nu(v)T_i, \quad St(T_{ij}) = -3\nu(v)T_{ij}, \quad St(T_{ijs}) = -6\nu(v)T_{ijs}, \quad (2.22)$$

где тензоры T_i, T_{ij} и T_{ijs} имеют вид

$$T_i = v_i, \quad T_{ij} = v_i v_j - \frac{1}{3} v^2 \delta_{ij}, \quad T_{ijs} = v_i v_j v_s - \frac{1}{5} v^2 (\delta_{ij} v_s + \delta_{is} v_j + \delta_{sj} v_i). \quad (2.23)$$

Опуская слагаемые, содержащие $\mathbf{k}_0, \partial/\partial \mathbf{r}$ и \mathbf{E}_0 , из (2.21) находим вклады в δf пропорциональные $|\mathbf{v}_E(t)|^2$ и $V_{ij}(t)T_{ij}$.

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{12} \frac{|\mathbf{v}_E(t)|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{1}{8} V_{ij}(t) T_{ij} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \frac{1}{6} \int_{t_0}^t dt' \frac{|\mathbf{v}_E(t')|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\nu(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \\
& - \frac{1}{8} \int_{t_0}^t dt' \exp[-3\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ij} \frac{\nu(v)}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right]. \quad (2.24)
\end{aligned}$$

где t_0 - момент включения поля в рассматриваемой точке пространства. Первые и третьи слагаемые в формуле (2.24) описывают изотропную в пространстве скоростей поправку к функции распределения f_m , второе и четвертое слагаемые - анизотропную поправку. Далее, подставляя эти вклады в слагаемое $(\partial/\partial \mathbf{r})\delta f$, из (2.21) находим поправки пропорциональные \mathbf{E}_0 ,

\mathbf{k}_0 , и $\partial/\partial\mathbf{r}$. Отметим, что именно вклад в δf , возникающий от действия оператора $\partial/\partial\mathbf{r}$ на изотропную поправку к f_m , приводит далее к одному из главных вкладов в нелинейный ток. В итоге, с точностью до слагаемых линейных по \mathbf{E}_0 , \mathbf{k}_0 и малым градиентам из (2.21) и (2.24) находим

$$\begin{aligned}
\delta f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = & \frac{1}{12} \frac{|\mathbf{v}_E(t)|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{1}{8} V_{ij}(t) T_{ij} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \frac{1}{6} \int_{t_0}^t dt' \frac{|\mathbf{v}_E(t')|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\nu(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \\
& - \frac{1}{8} \int_{t_0}^t dt' \exp[-3\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ij} \frac{\nu(v)}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \int_{t_0}^t dt' \exp[-\nu(v)(t-t')] \left\{ -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0(t') \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{4} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right\} - \\
& - \frac{1}{6} \int_{t_0}^t dt' \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \{1 - \exp[-\nu(v)(t-t')]\} \frac{1}{\nu(v) v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\nu(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{1}{40} \int_{t_0}^t dt' \{ \exp[-\nu(v)(t-t')] - \exp[-3\nu(v)(t-t')] \} \times \\
& \times v_i \frac{\partial}{\partial r_j} \left[V_{ij}(t') - \frac{2}{3} \delta_{ij} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \right] \frac{1}{v^5} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{1}{24} \int_{t_0}^t dt' \{ \exp[-3\nu(v)(t-t')] - \exp[-6\nu(v)(t-t')] \} \times \\
& \times T_{ijs} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ij}(t') \frac{1}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{1}{10} \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{1}{v^4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^4 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] |\mathbf{v}_E(t)|^2 + \frac{1}{4} \frac{(\mathbf{k}_0)_s}{\omega_0} V_{ij}(t) T_{ijs} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& + \frac{3}{10} \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \int_{t_0}^t dt' \exp[-\nu(v)(t-t')] \nu(v) v^{5/3} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^{-5/3} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] |\mathbf{v}_E(t')|^2 -
\end{aligned}$$

$$-\frac{1}{2} \frac{(\mathbf{k}_0)_s}{\omega_0} \int_{t_0}^t dt' \exp[-6\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ijs} \frac{\nu(v)}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right]. \quad (2.25)$$

Поскольку при получении выражения (2.25) использовалось неравенство $|\delta f| \ll f_m$, то для основной массы электронов с $v \sim v_T$, должно выполняться условие

$$|\mathbf{v}_E^2| \ll v_T^2. \quad (2.26)$$

Кроме того, если t_p - характерное время воздействия поля велико, необходимо выполнить более жесткое условие

$$\nu t_p |\mathbf{v}_E^2| \ll v_T^2, \quad (2.27)$$

где $\nu t_p \gg 1$.

2.3 Плотность нелинейного тока

Воспользуемся выражением (2.25) для поправки к функции распределения. Интегрируя δf по скоростям с весом $e\mathbf{v}$, получим интегральное соотношение для плотности нелинейного тока, порождаемого импульсом высокочастотного поля

$$\begin{aligned} j_i(\mathbf{r}, t) = e \int d\mathbf{v} v_i \delta f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \frac{4}{3} \pi e \int_{t_0}^t dt' \int_0^\infty dv v^4 \times \\ \times \left\{ \exp[-\nu(v)(t-t')] \frac{1}{4v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, t')|^2 - \right. \\ \left. - (1 - \exp[-\nu(v)(t-t')]) \frac{1}{6} \frac{1}{\nu(v)v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\nu(v)v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, t')|^2 + \right. \\ \left. + (\exp[-\nu(v)(t-t')] - \exp[-3\nu(v)(t-t')]) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{40} \frac{1}{v^5} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \frac{\partial}{\partial r_j} \left[V_{ij}(\mathbf{r}, t') - \frac{2}{3} \delta_{ij} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, t')|^2 \right] + \right. \\ \left. + \exp[-\nu(v)(t-t')] \frac{3}{10} \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} v^{5/3} \nu(v) \frac{\partial}{\partial v} \left[v^{-5/3} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, t')|^2 \right\}. \quad (2.28) \end{aligned}$$

В формуле (2.28) опущен вклад от поля \mathbf{E}_0 , который отвечает току проводимости (см. Приложение I). Рассмотрим плотность тока (2.28) в

случае, когда амплитуда высокочастотного поля описывается выражением вида $\mathbf{E}_{1\perp}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{1\perp}(\mathbf{r}_\perp, t - z/c_m)$, где $c_m = c^2 k_0/\omega_0 = \partial\omega_0/\partial k_0 = c\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_0^2}$ (см. формулу (8.15) **Приложения I**). По мере распространения импульса в плазме происходит уменьшение амплитуды поля вследствие малой диссипации (см. **Приложение I**). Далее будем интересоваться временами меньшими $2\omega_0^2/\omega_p^2\nu_{ei}$, когда диссипацией поля можно пренебречь, где $\nu_{ei} = (4/3)\sqrt{2\pi}e^4 Z\Lambda n m^{-2} v_T^{-3}$ - эффективная частота электрон-ионных столкновений. Дисперсионное расплывание импульса несущественно, если расстояние, на которое распространился импульс, меньше $kL^2\omega_0^2/\omega_p^2 \gg L$, где $L = c_m t_p$ - характерная длина импульса (см. **Приложение I**). С целью большей общности изложения при написании приближенных формул для плотности тока примем, что, как и в (8.15), поле в импульсе зависит от аргумента $t - z/c_m$, но включается в точке z в конечный момент времени $t_0 + z/c_m$, где t_0 - момент включения поля в точке $z = 0$. Тогда, при вычислении интегралов по времени в формуле (2.28) удобно перейти к переменной $\tau' = t' - z/c_m$, а пределы заменить на $\tau = t - z/c_m$ и $\tau_0 = t_0$. Прежде всего рассмотрим выражение (2.28) в пределе, когда $\tau - \tau_0$ превосходит время свободного пробега электронов, которое много меньше t_p - характерного времени изменения амплитуды поля в импульсе. В этих условиях из (2.28) находим

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = & -\frac{5}{6}en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \frac{16}{15\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_\perp, \tau) + \\
& + \frac{1528}{45\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2 + \frac{17}{10} en_e \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2, \\
& Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \gg 1. \quad (2.29)
\end{aligned}$$

В этом соотношении неравенство $Z \gg \nu(\tau - \tau_0)$ возникло из-за того, что в уравнении (2.19) опущен электрон-электронный интеграл столкновений. Выражение (2.29) получено в работе [43]. Оно описывает нелинейный ток перемещающийся в пространстве вместе с импульсом высокочастотного из-

лучения со скоростью c_m . Подобный ток рассмотрен в работе [42], на основе уравнения для скорости электронов, учитывающего влияние силы трения пропорциональной заданной частоте столкновений электронов. В [42] получено два вклада в нелинейный ток из-за воздействия силы увлечения и силы Миллера. Первый вклад отвечает последнему слагаемому в формуле (2.29), 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 (2.29), содержит неизвестную частоту ν и другой численный коэффициент $1/4$.

Используя кинетическое уравнение для функции распределения электронов, но без детализации явного вида поля $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$, нелинейный ток исследован в работах [1, 2, 38]. Слагаемое в (2.29), содержащее $\partial V_{ij}/\partial r_j$, получено ранее в [2] (см., также, [38, 47, 48]). Третье слагаемое в (2.29), 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 [38] изучен нелинейный ток, который устанавливается в плазме с $Z \gg 1$ на временах больших обратной частоты электрон-электронных столкновений. Напротив, выражение (2.29) получено в предположении, что $\tau - \tau_0 \ll Z/\nu$, и влиянием электрон-электронных столкновений на вид изотропной части функции распределения можно пренебречь. Вследствие этого поправка к изотропной части функции распределения (см. (2.25)) отличается от найденной в [38]. Это проявляется в количественном отличии третьего слагаемого в (2.29), содержащего $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$, от полученного в [38] и, что более существенно, в качественном отличии первого слагаемого в (2.29) от найденного в [38] 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 (2.29) является главным среди слагаемых содержащих производные по координате. То есть, этот вклад в ток много больше чем от воздействия силы Миллера и непотенциальной части пон-

деромоторной силы. В отличие от последнего слагаемого в (2.29), первое слагаемое имеет компоненты тока поперек направления распространения импульса.

При получении выражения (2.29) считалось, что характерное время изменения поля в импульсе больше времени свободного пробега электронов. Если импульс короткий и $\nu t_p \ll 1$, то при $\nu(\tau - \tau_0) \gg 1$ вместо (2.29) имеем приближенное выражение (см. [43])

$$j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = -\frac{5}{6}en_e \int_{\tau_0}^{\tau \sim t_p} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2, \quad Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \ll 1, \quad (2.30)$$

которое получено в [43] и описывает нелинейный ток после прекращения воздействия импульса.

Теперь рассмотрим выражение (2.28) в пределе, когда $\tau - \tau_0$ меньше времени свободного пробега электронов. В этом пределе из (2.28) имеем

$$\begin{aligned} j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = & -\frac{1}{4}en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \\ & + \frac{1}{30\sqrt{2\pi}}en_e\nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau'(\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 - \\ & - \frac{2}{15\sqrt{2\pi}}en_e\nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau'(\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_\perp, \tau') + \\ & + \frac{8}{15\sqrt{2\pi}}en_e\nu \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2, \\ & \nu(\tau - \tau_0) \ll 1. \quad (2.31) \end{aligned}$$

Выражение (2.31) получено в работе [43]. Ранее нелинейные токи на столь малых временах обсуждались в работе [42] в предположениях, что частота столкновений электронов задана, а движение электронов можно опи-

сывать уравнением для средней скорости электронов. В работе [42] считалось, также, что после включения импульс воздействует неограниченно долго. В [42] приведены вклады в ток подобные описываемыми первым и последним слагаемыми в формуле (2.31). Однако, выражение (2.31) имеет ряд существенных отличий. Во-первых, новые численные значения всех вкладов в (2.31) получены на базе решения соответствующего кинетического уравнения. Во-вторых, частота столкновений ν определена через известные характеристики плазмы. В-третьих, выражение (2.31) позволяет рассматривать воздействие импульсов достаточно общего вида, у которых есть характерное время воздействия. И, в-четвертых, в (2.31) есть компоненты тока не только вдоль направления распространения импульса. Отметим, что первое слагаемое в формуле (2.31) возникает из-за поперечного воздействия высокочастотного поля и отвечает результатам работ [100,101]. Следует отметить, что второе и третье слагаемые выражения (2.31) в $[\nu \min(t_p, \tau - \tau_0)]^{-1} \gg 1$ раз меньше первого слагаемого в (2.31), а последнее слагаемое в (2.31) меньше первого слагаемого в $(\nu t_p)^{-1} \gg 1$ раз.

Полученные выше асимптотические выражения (2.29) - (2.31) для плотности тока применимы на временах много больших и много меньших времени свободного пробега. На временах сравнимых с временем свободного пробега, рассмотрение которых особенно актуально при описании воздействия коротких импульсов, естественно дополнить асимптотические выражения численными расчетами. Такие расчеты двух главных вкладов в плотность тока выполнены в случае воздействия гауссовского импульса вида (8.16). На рисунке 1 и рисунке 2 приведены результаты расчетов последнего слагаемого в формуле (2.28), возникающего вследствие воздействия силы увлечения. При расчетах принято $\mathbf{r}_\perp = 0$, $z = 0$ и $t_0 \rightarrow -\infty$. Сплошные кривые на рисунке 1 получены при $\nu t_p = 10, 30$ и 100 , и дают плотность тока увлечения обезразмеренную на $en_e |\mathbf{v}_E|^2 k_0 / \omega_0$. Штриховая кривая отвечает асимптотической формуле для тока увлечения (см. (2.29)). Из рисунка 1 видно, чем больше длительность импульса, тем выше точность асимп-

тотической формулы. Однако, так как изложенная теория применима на временах меньших обратной частоты электрон - электронных столкновений, то при больших νt_p выражение (2.28) и численные расчеты имеют смысл лишь на начальной стадии воздействия импульса. Поэтому отвечающая $\nu t_p = 100$ сплошная кривая на рисунке 1 нарисована только до $t \sim t_p$. С уменьшением длительности импульса плотность тока увлечения убывает. Это видно из рисунка 1, и особенно отчетливо из рисунка 2, где приведены графики того же тока, что на рисунке 1, но обезразмеренного на $en_e t_p \nu |\mathbf{v}_E|^2 k_0 / \omega_0$.

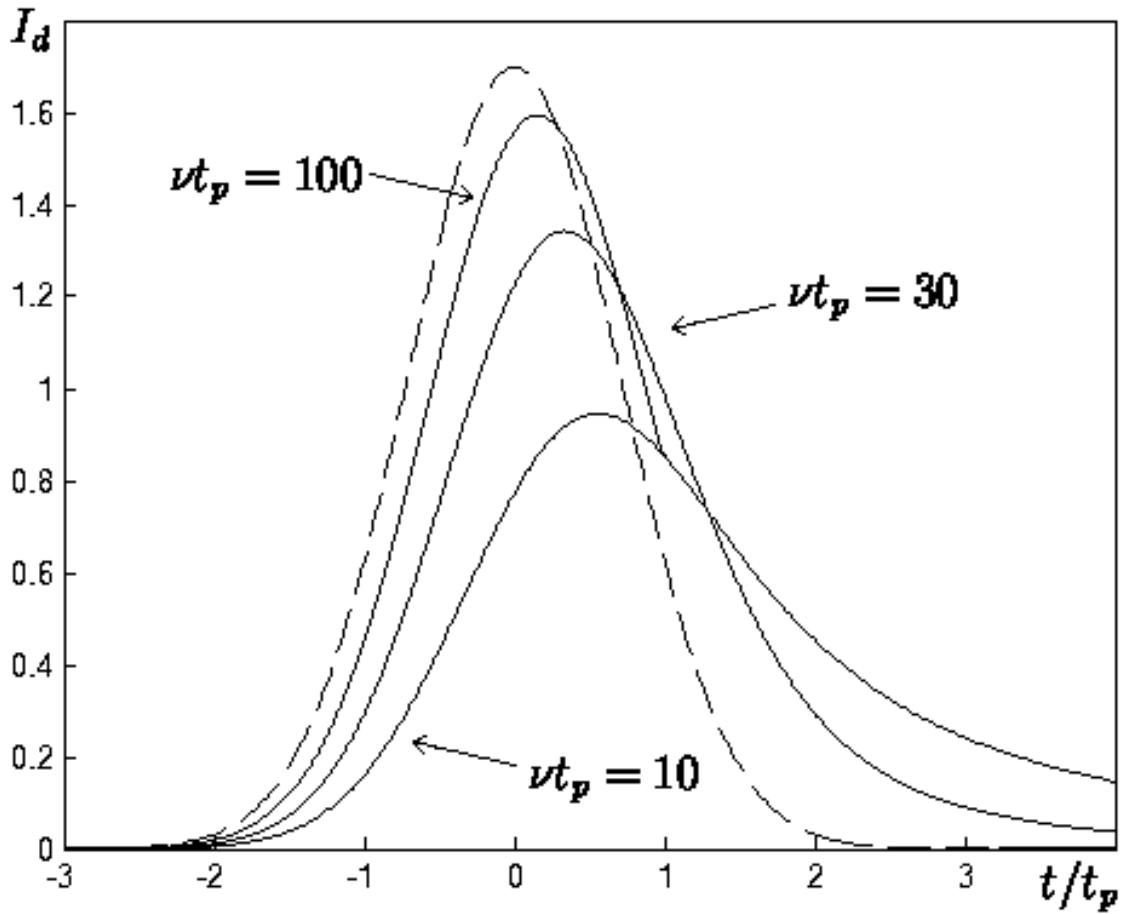


Рисунок 1. Зависимость функции I_d , отвечающей последнему слагаемому выражения (2.28) обезразмеренному на $en_e |\mathbf{v}_E|^2 k_0 / \omega_0$, от времени представлена сплошными кривыми для трех длительностей импульса: $\nu t_p = 10, 30, 100$. Функция I_d , соответствующая последнему слагаемому формулы (2.29) обезразмеренному на $en_e |\mathbf{v}_E|^2 k_0 / \omega_0$, изображена штриховой кривой.

Сплошные кривые на рисунке 2 отвечают $\nu t_p = 1$ и 0.1 . Из-за обезразмеривания на меньшую величину, кривая для $\nu t_p = 0.1$ несколько выше кривой для $\nu t_p = 1$. Штриховая кривая на рисунке 2 отвечает соответствующему слагаемому асимптотической формулы (2.31). Штрих-пунктирная кривая на рисунке 2 иллюстрирует изменение во времени плотности энергии поля в импульсе. В случае короткого импульса нелинейный ток увлечения сохраняется и после воздействия импульса до тех пор, пока столкновения не ликвидируют анизотропию функции распределения.

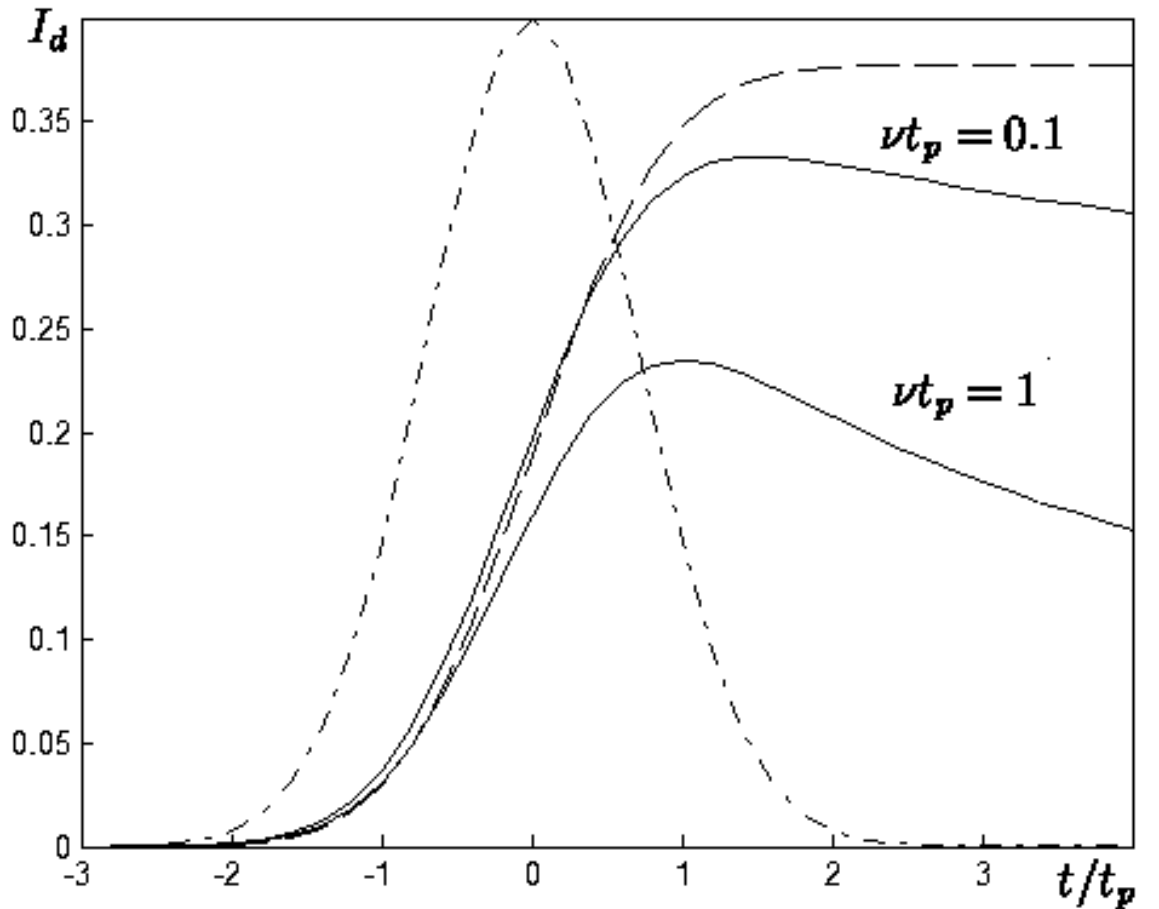


Рисунок 2. Графики функции I_d , отвечающей последнему слагаемому выражения (2.28) обезразмеренному на $en_e t_p \nu |\mathbf{v}_E|^2 k_0 / \omega_0$, для νt_p равных 1 и 0.1. Функция I_d , отвечающая последнему слагаемому выражения (2.31) обезразмеренному на ту же величину при $\nu t_p = 0.1$, изображена штриховой кривой. Штрих-пунктирная кривая, отвечающая функции $0.4 \exp(-t^2/t_p^2)$, иллюстрирует изменение плотности энергии в импульсе.

Расчеты суммы всех вкладов в нелинейный ток, пропорциональных градиенту $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$ представлены на рисунке 3 и выполнены для $\mathbf{r}_\perp = 0, z = 0$ и $t_0 \rightarrow -\infty$. На рисунке 3 сплошными кривыми приведены расчеты этой части тока, полученные при $\nu t_p = 0.1, 1, 10, 30, 100$ и обезразмеренные на $-en_e t_p \partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial\mathbf{r}$. Из рисунка 3 видно, что чем больше длительность импульса, тем больше обсуждаемый вклад в нелинейный ток. Эта часть тока остается и после воздействия импульса, до тех пор пока электрон-электронные столкновения не приведут к релаксации неравновесной функции распределения к максвелловской.

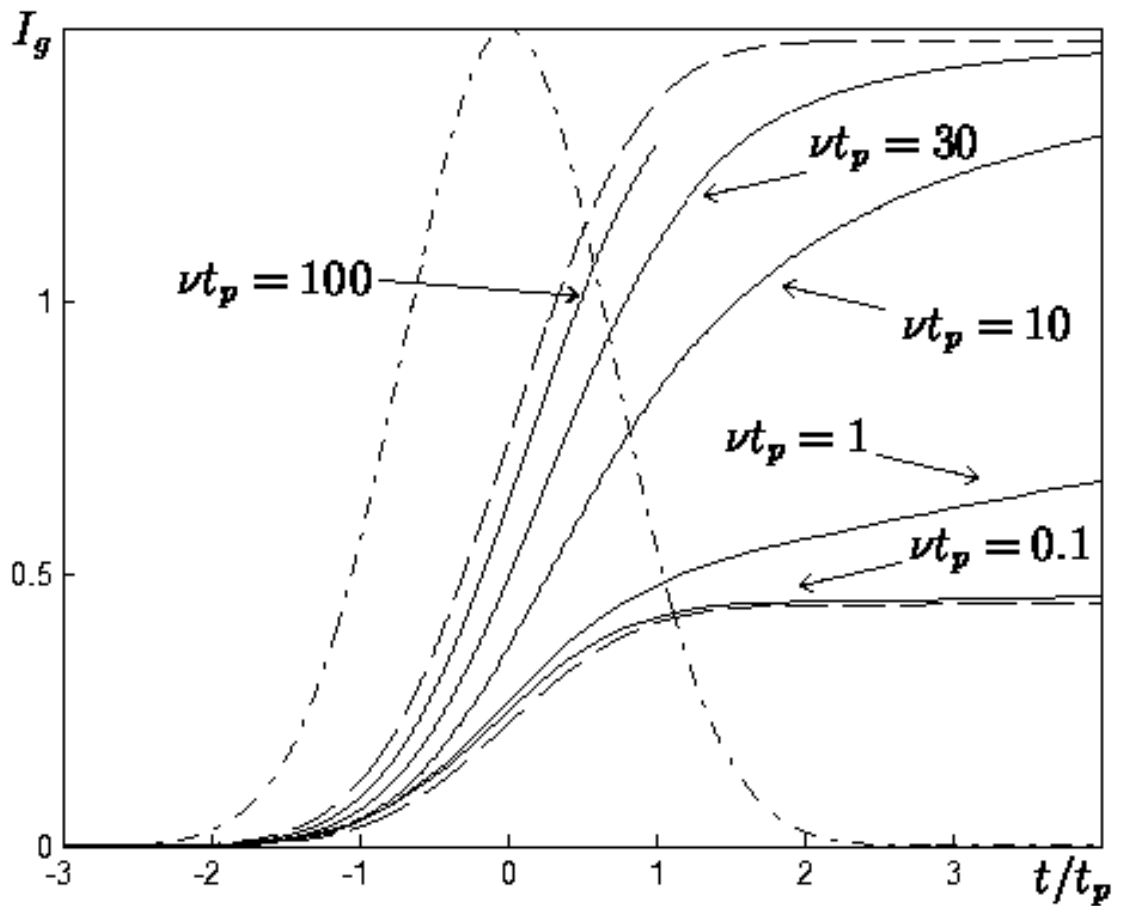


Рисунок 3. Зависимость функции I_g , отвечающей вкладу слагаемых в формуле (2.28) пропорциональных $\partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial r_i$ и обезразмеренных на $-en_e t_p \partial|\mathbf{v}_E|^2/\partial r_i$, от времени для пяти значений параметра νt_p : 0.1, 1, 10, 30, 100. Штриховыми кривыми изображены графики функций, отвечающих первым слагаемым в формулах (2.29) и (2.31) обезразмеренным на ту же величину. Штрих-пунктирной кривой представлена функция $1.5 \exp(-t^2/t_p^2)$.

Штриховые кривые на рисунке 3 отвечают первым слагаемым в асимптотических формулах (2.29) и (2.31). Эти кривые близки к сплошным кривым, полученным при $\nu t_p = 100$ и $\nu t_p = 0.1$, соответственно. Штрих-пунктирная кривая на рисунке 3 иллюстрирует распределение плотности энергии поля в импульсе.

2.4 Обсуждение и результаты численных расчетов

С целью демонстрации условий, в которых необходима изложенная выше теория генерации нелинейных токов, приведем некоторые оценки. В соответствии с соотношениями (2.5), (2.26) для времени свободного пробега электронов имеем

$$\tau_{ei} \simeq \frac{90}{Z\Lambda} \left(\frac{10^{18}}{n_e [\text{см}^{-3}]} \right) \left(\frac{T [\text{эВ}]}{100} \right)^{3/2} \text{ псек.} \quad (2.32)$$

Отсюда видно, что для плазмы с $T = 100$ эВ, $n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $Z = 5$, время свободного пробега составляет: $\tau_{ei} = 2.5$ псек. С повышением температуры и уменьшением плотности время τ_{ei} становится еще больше. То есть, для субпикосекундных импульсов лазерного излучения характерное время воздействия t_p меньше τ_{ei} . Плазма с выбранной для оценок плотностью прозрачна для излучения более коротковолнового, чем инфракрасное, так как $\omega_p = 6 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Плотность потока энергии в импульсе может быть достаточно большой. На пределе применимости теории $v_E \sim v_T$, или

$$\frac{c}{8\pi} E_L^2 \simeq 2.4 \cdot 10^{14} \left(\frac{T [\text{эВ}]}{100} \right) \left(\frac{\omega_0 [\text{сек}^{-1}]}{1.8 \cdot 10^{15}} \right)^2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}. \quad (2.33)$$

Отсюда при $T = 100$ эВ и на частоте излучения неодимового лазера $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, для плотности потока энергии имеем $2.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Для более горячих плазм область применимости развитой теории еще шире.

3 Нелинейные токи в поле импульса с частотой большей плазменной

В главе 3 построена теория генерации низкочастотных нелинейных токов, возникающих при воздействии на плазму бегущего со скоростью c_m импульса лазерного излучения с несущей частотой большей плазменной частоты электронов. **Раздел 3.1** содержит основные уравнения, положенные в основу описания кинетики электронов, а также параметры воздействующего импульса. **Раздел 3.2** посвящен решению уравнения для медленно изменяющейся за период колебаний высокочастотного поля части функции распределения электронов. Уравнение для функции распределения решено в линейном приближении по плотности потока излучения. Найдена поправка к максвелловской функции распределения. В **разделе 3.3** вычислены нелинейные токи, выражения для которых получены на временах меньших и больших времени релаксации импульса электронов, но меньших времени релаксации энергии электронов. Показано, что наиболее существенные изменения нелинейных токов, связанные с отличием частот электрон-ионных столкновений при описании быстропеременного и медленного движения электронов, возникают на временах больших времени свободного пробега электронов. Дано количественное описание уменьшения величины нелинейных токов. В **разделе 3.4** приведены численные оценки параметров плазмы, а также импульса высокочастотного поля, при которых применима теория, изложенная в главе 3.

3.1 Основные уравнения

Рассмотрим воздействие на плазму импульса поля вида

$$\frac{1}{2}\mathbf{E}_L(\mathbf{r}_\perp, t - z/c_m)e^{-i\omega_0 t + ik_0 z} + c.c. \equiv \frac{1}{2}\mathbf{E}_L e^{-i\omega_0 t + ik_0 z} + c.c., \quad (3.1)$$

бегущего со скоростью c_m . Здесь $\mathbf{E}_L = (E_L, 0, 0)$. Далее будем считать выполненными условия (2.2), (8.14) и (8.17).

Для описания кинетики электронов воспользуемся уравнением для δf - медленно изменяющейся за время $1/\omega_0$ малой поправки к однородной и стационарной максвелловской функции распределения электронов (2.14) (см. [43])

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \delta f - St(\delta f) = & -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_m + \\ & + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2 \right) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) V_{ij} + \\ & + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\dot{\nu}(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial t} V_{ij}(\mathbf{r}, t) \right) \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] + \\ & + V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \dot{\nu}(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] - \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{2\omega_0} |\mathbf{v}_E|^2 \frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v}, \quad (3.2) \end{aligned}$$

где частота $\dot{\nu}(v)$ отличается от $\nu(v)$ (2.5) тем, что вместо Λ входит $\Lambda(\omega_0)$. Отметим, что при воздействии ультракороткого импульса, когда $\omega_p t_p < 1$, вместо Λ следует использовать $\ln(v_T t_p / r_{min})$. Уравнение (3.2) отличается от уравнения (2.19) и уравнения (37) работы [43] тем, что в четвертом и двух последних слагаемых правой части уравнения (3.2) вместо $\nu(v)$ стоит $\dot{\nu}(v)$. Следует заметить, что поле \mathbf{E}_0 в уравнении (3.2) - это слабо изменяющееся за время $\sim 1/\omega_0$ электрическое поле в плазме, которое обусловлено воздействием импульса электромагнитного излучения (см. текст после выражения (2.20)). При выводе уравнения (3.2) предполагалось, что кратность ионизации ионов плазмы высока $Z \gg 1$. Уравнение (3.2) не учитывает влияние электрон-электронных столкновений на функцию распределения, что оправдано на временах меньших обратной частоты электрон-электронных столкновений. Кроме того, в (3.2) опущены слагаемые пропорциональные k_0^2 , что оправдано, если выполнены неравенства

$$\dot{\nu}_{ei}, \left| \frac{\partial}{\partial t} \ln E_L \right| \gg \frac{k_0^2 v_T^2}{\omega_0}, \quad (3.3)$$

где $\dot{\nu}_{ei} = (4/3) \sqrt{2\pi} e^4 Z \Lambda(\omega_0) n m^{-2} v_T^{-3}$. Поскольку при получении уравнения (3.2) предполагалось, что высокочастотное поле вызывает малые отклонения функции распределения электронов от функции распределения Макс-

велла, то для основной массы электронов должно выполняться условие

$$|\mathbf{v}_E^2| \max(\dot{\nu} t_p, 1) \ll v_T^2. \quad (3.4)$$

То есть, излагаемая ниже теория генерации низкочастотных токов применима в случае воздействия не очень сильного электромагнитного излучения, когда выполнено неравенство (3.4).

При решении уравнения (3.2), используем процедуру, аналогичную использованной при решении уравнения (2.19). В результате, с точностью до линейных по \mathbf{E}_0 , \mathbf{k}_0 и малым градиентам слагаемых из (3.2) имеем

$$\begin{aligned} \delta f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = & \frac{1}{12} \frac{|\mathbf{v}_E(t)|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \frac{1}{6} \int_{t_0}^t dt' \frac{|\mathbf{v}_E(t')|^2}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\dot{\nu}(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\ & + \frac{1}{8} V_{ij}(t) T_{ij} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{4} \int_{t_0}^t dt' \exp[-3\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ij} \frac{\nu(v)}{v} \times \\ & \times \left(\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) + \\ & + \int_{t_0}^t dt' \exp[-\nu(v)(t-t')] \left\{ -\frac{e}{m} \mathbf{E}_0(t') \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{4} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right\} - \\ & - \frac{1}{6} \int_{t_0}^t dt' \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \{1 - \exp[-\nu(v)(t-t')]\} \frac{1}{\nu(v) v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\dot{\nu}(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\ & + \frac{1}{20} \int_{t_0}^t dt' \{ \exp[-\nu(v)(t-t')] - \exp[-3\nu(v)(t-t')] \} v_i \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial r_j} \left[V_{ij}(t') - \frac{2}{3} \delta_{ij} |\mathbf{v}_E(t')|^2 \right] v \left(\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) + \\ & + \frac{1}{12} \int_{t_0}^t dt' \{ \exp[-3\nu(v)(t-t')] - \exp[-6\nu(v)(t-t')] \} T_{ijs} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ij}(t') \times \\ & \times \frac{1}{v} \left(\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{10} \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{1}{v^4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^4 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] |\mathbf{v}_E(t)|^2 + \frac{1}{4} \frac{(\mathbf{k}_0)_s}{\omega_0} V_{ij}(t) T_{ijs} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] + \\
& \quad + \frac{1}{10} \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \int_{t_0}^t dt' \exp[-\nu(v)(t-t')] |\mathbf{v}_E(t')|^2 \times \\
& \quad \times \left(4\dot{\nu}(v) v^{1/4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^{-1/4} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{\nu(v)}{v^4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^4 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) - \\
& \quad - \frac{(\mathbf{k}_0)_s}{\omega_0} \int_{t_0}^t dt' \exp[-6\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ijs} \frac{\nu(v)}{v} \times \\
& \quad \times \left(\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right), \quad (3.5)
\end{aligned}$$

где t_0 - момент включения поля в рассматриваемой точке пространства. В том случае, когда $\Lambda(\omega_0)$ и Λ близки, то есть при $\omega_0 \lesssim \omega_p$, отличием частот $\dot{\nu}(v)$ и $\nu(v)$ можно пренебречь. При этом выражение (3.5) переходит в (2.25) (см., также, выражение (40) работы [43]).

3.2 Плотность нелинейного тока

Выражение (3.5) позволяет найти плотность нелинейного тока порождаемого импульсом высокочастотного излучения вида (3.1). Так как огибающая импульса зависит от аргумента $t - z/c_m$, то при написании формулы для плотности тока удобно перейти к переменной $\tau' = t' - z/c_m$. Поскольку в случае воздействия импульса вида (3.1) интегрирование в формуле (3.5) по t' происходит от $t_0 + z/c_m$ до t , то пределы интегрирования по τ' равны $\tau_0 = t_0$ и $\tau = t - z/c_m$, где t_0 - момент включения поля в точке $z = 0$. С учетом сказанного для плотности нелинейного тока имеем

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}, \tau) &= e \int d\mathbf{v} v_i \delta f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, \tau) = \frac{4}{3} \pi e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \int_0^{\infty} dv v^4 \times \\
&\times \left\{ \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \frac{1}{4v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, \tau')|^2 - \right. \\
&- (1 - \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')]) \frac{1}{6} \frac{1}{\nu(v)v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\dot{\nu}(v)v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, \tau')|^2 + \\
&+ (\exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] - \exp[-3\nu(v)(\tau - \tau')]) \frac{v}{20} \times \\
&\times \left(\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) \frac{\partial}{\partial r_j} \left[V_{ij}(\mathbf{r}, \tau') - \frac{2}{3} \delta_{ij} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, \tau')|^2 \right] + \\
&+ \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \frac{1}{10} \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}, \tau')|^2 \times \\
&\times \left(4\dot{\nu}(v)v^{1/4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^{-1/4} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{\nu(v)}{v^4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^4 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right) \left. \right\}. \quad (3.6)
\end{aligned}$$

В выражении (3.6) не приведен ток проводимости (см. **Приложение II**). Сначала рассмотрим выражение (3.6) на временах $\tau - \tau_0$ больших времени свободного пробега теплового электрона, когда $\nu(\tau - \tau_0) \gg 1$. В случае воздействия импульса длительность которого t_p много больше $1/\nu$, на столь больших временах из (3.6) находим

$$\begin{aligned}
j_i(\mathbf{r}_{\perp}, \tau) &= -\frac{5\dot{\nu}}{6\nu} en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_{\perp}, \tau')|^2 + \\
&+ \left(\frac{64}{5} - \frac{\dot{\nu} 176}{\nu 15} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_{\perp}, \tau) + \\
&+ \left(\frac{2272\dot{\nu}}{45\nu} - \frac{248}{15} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{en_e}{\nu} \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_{\perp}, \tau)|^2 + \\
&+ \frac{17\dot{\nu}}{10\nu} en_e \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_{\perp}, \tau)|^2, \\
&Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \gg 1. \quad (3.7)
\end{aligned}$$

Неравенство $Z \gg \nu(\tau - \tau_0)$ возникает из-за того, что в уравнении (3.2) опущен интеграл столкновений электронов с электронами. Прежде всего

отметим, что при $\dot{\nu} = \nu$ выражение (3.7) переходит в выражение (2.29) (см., также, выражение (44) работы [43]). При $\dot{\nu} \neq \nu$ возникает ряд отличий. Во-первых, описываемый последним слагаемым в формуле (3.7) ток увлечения уменьшается в $\dot{\nu}/\nu$ раз по сравнению с приведенным в выражении (2.29). Аналогичное уменьшение тока увлечения возникает и тогда, когда не детализируется явный вид поля. То есть, соответствующее выражение работы [38] следует уменьшить в $\dot{\nu}/\nu$ раз. Уменьшение плотности тока увлечения обусловлено соответствующим уменьшением импульса передаваемого от поля электронам при их столкновениях с ионами. Во-вторых, в $\dot{\nu}/\nu$ раз уменьшается первое слагаемое в (3.7), описывающее вклад в нелинейный ток из-за градиента поправки к изотропной части функции распределения, возникающей при поглощении высокочастотного поля. Это уменьшение происходит вследствие менее эффективного поглощения поля с частотой $\omega_0 > \omega_p$. В-третьих, увеличивается множитель перед слагаемым пропорциональным производной тензора V_{ij} . Его увеличение является следствием уменьшения градиента тензорной поправки к функции распределения, возникающей при обратнотормозном поглощении поля. Увеличение особенно велико при $\dot{\nu} \ll \nu$ и составляет почти 12 раз. Вывод об увеличении этой части нелинейного тока возникает и тогда, когда вид поля не детализируется, но $\omega_0 \gg \omega_p$. То есть, в полученных ранее выражениях для вихревого нелинейного тока множитель (16/15) (см. [1,2,38,43,47,48]) следует заменить на выражение в круглых скобках перед $\partial V_{ij}/\partial r_j$. Отметим, что увеличение нелинейного вихревого тока приводит к усилению генерации квазистационарного магнитного поля (подробнее см. выражение (4.13) **главы 4** и работу [47]). Наконец, в-четвертых, изменяется множитель в круглых скобках перед $\partial |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau)|^2/\partial r_i$ (третье слагаемое в (3.7)). По форме это слагаемое напоминает силу Миллера. Однако, есть качественное отличие. В частности, при $\dot{\nu} = \nu$ этот вклад в ток направлен по градиенту плотности энергии высокочастотного поля. Изменение направления происходит при $\dot{\nu} \gtrsim 0.3\nu$ и возникает из-за неоднородного

нагрева электронов при обратнотормозном поглощении высокочастотного поля. Заканчивая обсуждение выражения (3.7), заметим, что содержащее градиент плотности энергии поля первое слагаемое видоизменяется на временах больших обратной частоты электрон-электронных столкновений. Без детализации вида высокочастотного поля и при $\dot{\nu} = \nu$ на таких временах нелинейный ток, возникающий из-за неоднородности изотропной поправки к функции распределения, описан в работе [38]. В условиях когда $\dot{\nu} < \nu$, то есть при $\omega_0 > \omega_p$, соответствующий результат работы [38] следует видоизменить, уменьшив его в $\dot{\nu}/\nu$ раз.

При получении выражения (3.7) считалось, что характерное время изменения поля в импульсе больше времени свободного пробега электронов. Если импульс короткий и $\nu t_p \ll 1$, то при $\nu(\tau - \tau_0) \gg 1$ вместо (3.7) имеем приближенное выражение

$$j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = -\frac{5\dot{\nu}}{6\nu} en \int_{\tau_0}^{\tau \sim t_p} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2, \quad Z \gg \nu(\tau - \tau_0) \gg 1, \nu t_p \ll 1, \quad (3.8)$$

которое описывает нелинейный ток после прекращения воздействия импульса. Выражение (3.8) отличается от выражения (2.30) и выражения (45), полученного в работе [43], наличием дополнительного множителя $\dot{\nu}/\nu$.

В случае когда время $\tau - \tau_0$ меньше времени свободного пробега электронов и $\dot{\nu} \neq \nu$ из (3.6) имеем (см. [52])

$$j_i(\mathbf{r}_\perp, \tau) = -\frac{1}{4} en_e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 + \frac{1}{30\sqrt{2\pi}} en_e \nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' (\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_i} |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_\perp, \tau')|^2 -$$

$$\begin{aligned}
& - \left(\frac{1}{3\nu} - \frac{1}{5} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} en_e \nu \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' (\tau - \tau') \frac{\partial}{\partial r_j} V_{ij}(\mathbf{r}_{\perp}, \tau') + \\
& + \left(\frac{1}{3\nu} + \frac{1}{5} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} en_e \nu \frac{(\mathbf{k}_0)_i}{\omega_0} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\mathbf{r}_{\perp}, \tau')|^2, \\
& \nu(\tau - \tau_0) \ll 1. \quad (3.9)
\end{aligned}$$

Ранее аналогичное выражение для нелинейного тока на таких временах было получено в работе [43] в пренебрежении отличием частот $\dot{\nu}$ и ν (см., также, (2.31)). Первое слагаемое выражения (3.9) совпадает с первым слагаемым выражения (2.31), а второе в 4 раза меньше. Следует отметить, что первое слагаемое в формуле (3.9) возникает из-за пондеромоторного воздействия высокочастотного поля и отвечает результатам работ [42, 100 - 101]. Третье слагаемое в формуле (3.9) отличается от полученного в (2.31). Теперь вместо множителя $(2/15)$ оно содержит выражение в круглых скобках, которое при $\dot{\nu} = 0.6\nu$ обращается в нуль, а при $\dot{\nu} < 0.6\nu$ изменяет знак. Отличие четвертого слагаемого от приведенного в [43] (см., также, (2.31)) менее радикально. Теперь вместо множителя $8/15$ стоит выражение вида $(\dot{\nu}/3\nu + 1/5)$. При этом наибольшее количественное отличие реализуется при $\dot{\nu} \ll \nu$ и отвечает уменьшению обсуждаемого вклада в ток в $8/3$ раза. Заметим, 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 слагаемых выражения (3.9), отвечающих току увлечения и току пропорциональному $\partial V_{ij}/\partial r_j$. Второе и третье слагаемые выражения (3.9) в $[\nu \min(t_p, \tau - \tau_0)]^{-1} \gg 1$ раз меньше первого слагаемого в (3.9). Последнее слагаемое в (3.9) меньше первого слагаемого в $(\nu t_p)^{-1} \gg 1$ раз.

3.3 Обсуждение и результаты численных расчетов

Рассмотрим условия, в которых появляются новые закономерности генерации нелинейных токов связанные с отличием эффективных частот столкновений электронов с ионами при рассмотрении быстропеременных и медленных движений электронов. В рамках предложенного выше модельного описания столкновений электронов такое отличие определяется отличием логарифмов Λ и $\Lambda(\omega_0)$. Приведем несколько примеров, когда такое отличие может быть относительно большим. В том случае когда длительность воздействующего импульса не аномально мала, то есть при $\omega_p t_p \gg 1$, для оценок Λ используем общеизвестное выражение вида

$$\Lambda = \ln \left(\frac{v_T \kappa T}{\omega_p Z e^2} \right) = \frac{3}{2} \ln \left[\frac{T(\text{эВ})}{10} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{n_e (\text{см}^{-3})}{10^{17}} \right] - \ln \left[\frac{Z}{2} \right] + 5.55. \quad (3.10)$$

В свою очередь, для $\Lambda(\omega_0)$ имеем

$$\Lambda(\omega_0) = \Lambda - \ln \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right) = \frac{3}{2} \ln \left[\frac{T(\text{эВ})}{10} \right] - \ln \left[\frac{\omega_0 (\text{с}^{-1})}{10^{15}} \right] - \ln \left[\frac{Z}{2} \right] + 1.53. \quad (3.11)$$

Из этих соотношений при $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$, $T = 100 \text{эВ}$, $Z = 4$ и $n_e = 10^{17} \text{см}^{-3}$ получаем: $\Lambda \simeq 8.3$ и $\Lambda(\omega_0) \simeq 3.7$. То есть $\dot{\nu}/\nu \simeq 0.45$. Строго говоря, при выбранном для оценок $Z = 4$ область применимости некоторых соотношений (см. (3.7) и (3.8)) оказывается сравнительно узкой. Однако, для демонстрации величины отличия частот $\dot{\nu}$ и ν , такой выбор не критичен. Дело в том, что в обсуждаемых условиях отношение $\dot{\nu}/\nu$ изменяется слабо с изменением Z . Например, при $Z = 10$ имеем $\dot{\nu}/\nu \simeq 0.40$, что близко к значению 0.45, полученному при $Z = 4$. С уменьшением плотности плазмы отличие $\dot{\nu}$ и ν возрастает. В частности, при $n_e = 10^{13} \text{см}^{-3}$ и тех же значениях $T = 100 \text{эВ}$, $Z = 4$ и $\omega_0 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$ из (3.10) и (3.11) видим, что величина $\Lambda(\omega_0)$ прежняя, а $\Lambda \simeq 13$, то есть отношение $\dot{\nu}/\nu \simeq 0.28$. Отношение $\Lambda(\omega_0)/\Lambda$ уменьшается и с увеличением частоты. Однако, в рамках проведенного рассмотрения частота ω_0 должна быть много меньше чем

$$\frac{v_T \kappa T}{Z e^2} = 2.3 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1} \left[\frac{2}{Z} \right] \left[\frac{T(\text{эВ})}{10} \right]^{3/2}. \quad (3.12)$$

Для $T = 100\text{эВ}$ и $Z = 4$ отсюда имеем ограничение $\omega_0 \ll 3.6 \cdot 10^{16}\text{с}^{-1}$. Согласно соотношениям (3.10) и (3.11) и приведенным оценкам, положенное в основу описания нелинейных токов отличие $\Lambda(\omega_0)$ и Λ или $\acute{\nu}$ и ν , оказывается весьма существенным при взаимодействии высокочастотного излучения с разреженной плазмой. Напротив, если частота излучения меньше или близка к плазменной частоте электронов, то есть плотность плазмы больше или близка к критической, то $\Lambda(\omega_0) \sim \Lambda$ и $\acute{\nu} \sim \nu$. Для описания генерации нелинейных токов в таких условиях пригодна теория изложенная в **главе 2** (см., также, [1,2,38,43,47]).

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

Глава 4 посвящена изучению генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму слабо неоднородного короткого лазерного импульса небольшой мощности. Используя кинетическое уравнение для медленно изменяющейся во времени функции распределения электронов в **разделе 4.1** найдена порождаемая лазерным импульсом малая добавка к исходному однородному и стационарному распределению Максвелла. Вычислена плотность вихревого тока, являющегося источником квазистационарного магнитного поля. В **разделе 4.2** получено интегро-дифференциальное нелокальное во времени уравнение для магнитного поля. Следствия этого уравнения проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. Показано, что на временах меньших времени свободного пробега тепловых электронов генерация магнитного поля происходит в направлении противоположном тому, которое имеет место по прошествии времени $\sim 40/\nu$. В промежуточном интервале времени, когда происходят столкновения электронов со скоростями от $v \sim v_T$ до $v \sim 3.5v_T$ происходит изменение направления поля \mathbf{B}_0 . Показано, что максимальное значение генерируемого поля пропорционально νt_p и описывается единой формулой как для коротких, так и для длинных импульсов. Длительность генерации магнитного поля при воздействии длинного импульса ограничена его длительностью, а в случае короткого импульса генерация имеет место и после его выключения до тех пор, пока не произойдет релаксация вихревого тока из-за столкновений электронов. Представлены результаты численных расчетов. В **разделе 4.3** изложены основные выводы **главы 4**.

4.1 Основные уравнения

Рассмотрим воздействие слабого высокочастотного поля вида

$$\frac{1}{2}\mathbf{E}e^{-i\omega_0 t} + c.c., \quad (4.1)$$

на полностью ионизованную плазму, где напряженность поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ изменяется слабо 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

$$Z |\mathbf{v}_E|^2, |V_{ij}| \ll v^2. \quad (4.2)$$

В этих условиях для медленно изменяющейся за время $\sim 1/\omega_0$ части $f^{(0)}$ функции распределения электронов имеем уравнение (см., например [1, 2, 102])

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} f^{(0)} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f^{(0)} + \frac{e}{m} \left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}_0] \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f^{(0)} - St(f^{(0)}) - St(f^{(0)}, f'^{(0)}) = \\ & = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2 \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f^{(0)} + \frac{1}{8} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) V_{ij} \right] \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i \partial v_j} + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial r_i \partial v_j} + \\ & \quad + \frac{1}{4} V_{ij} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right\} \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i \partial v_j} - \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} St \left(\frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j} \right), \quad (4.3) \end{aligned}$$

где \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}_0 - квазистационарные электрическое и магнитное поля. Полученное в предположении слабого воздействия высокочастотного поля уравнение (4.3) позволяет, в частности, рассмотреть условия, в которых функция распределения $f^{(0)}$ слабо отличается от максвелловской f_m . В таких условиях решение уравнения (4.3) ищем в виде

$$f^{(0)} = f_m + \delta f_0 + \delta f_a, \quad (4.4)$$

где δf_0 - малое возмущение изотропной части функции распределения, а δf_a - малая анизотропная добавка. При этом

$$|\delta f_0|, |\delta f_a| \ll f_m, \int d\Omega \delta f_a = 0, \quad (4.5)$$

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 (4.3) с точностью до слагаемых квадратичных по напряженности высокочастотного поля имеем систему линейных уравнений для δf_0 и δf_a . При написании решения уравнения для δf_a понадобится явный вид интеграла столкновений электронов с ионами. Пренебрегая малой неупругостью столкновений электронов с ионами для $St(\delta f_a)$ имеем выражение (2.4). Кроме того, ограничимся рассмотрением условий, в которых длина свободного пробега электронов $l(v)$ мала по сравнению с масштабом неоднородности высокочастотного поля d :

$$l(v) = v/\nu(v) \ll d, \quad (4.6)$$

где $d = |\partial \ln |\mathbf{v}_E| / \partial \mathbf{r}|^{-1}$. Поскольку $Z \gg 1$, то при написании решения уравнения для δf_a явный вид электрон - электронного интеграла столкновений не нужен. Принимая во внимание неравенства (4.2), (4.6) из линеаризованного по квадрату амплитуды высокочастотного поля уравнения (4.3) находим δf_a . При этом функция δf_a описывается выражением вида (2.25), с той лишь разницей, что слагаемые пропорциональные \mathbf{k}_0 , следует отбросить так как выражение для напряженности высокочастотного поля (4.1), рассматриваемое в настоящей главе, не содержит \mathbf{k}_0 , то есть $\mathbf{k}_0=0$. При написании выражения для δf_a учтено, что в момент $t = t_0$ - начала воздействия высокочастотного поля функция δf_a равна нулю. Поправка к функции распределения δf_a позволяет вычислить плотность тока. Интересуясь возможностью генерации квазистационарного магнитного поля, удержим в выражении для плотности тока (2.28) только то слагаемое, которое может

приводить к вихревому току, то есть слагаемое пропорциональное $\partial V_{ij}/\partial r_j$. Также следует учесть ток проводимости (9.1), поскольку поле \mathbf{E}_0 может быть не потенциальным.

Пренебрегая током смещения по сравнению с вихревой частью тока проводимости (см. (9.1)) из уравнений Максвелла (2.6) - (2.8) имеем

$$\begin{aligned}
& -\frac{4\pi\omega_p^2}{3n_e c^2} \int_{t_0}^t dt' \int_0^\infty dv v^3 \exp[-\nu(v)(t-t')] \frac{\partial f_m}{\partial v} \frac{\partial}{\partial t'} B_{0i}(t') - \Delta B_{0i}(t) = \\
& = \frac{2\pi^2 e}{15c} \int_{t_0}^t dt' \int_0^\infty \frac{dv}{v} \{ \exp[-\nu(v)(t-t')] - \exp[-3\nu(v)(t-t')] \} \times \\
& \quad \times \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial r_j} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}(t'), \quad (4.7)
\end{aligned}$$

где ε_{ijk} - единичный антисимметричный тензор третьего ранга.

4.2 Генерация магнитного поля

Полагая, что магнитное поле $\mathbf{B}_0(t)$ и тензор осцилляторных скоростей $V_{ij}(t)$ изменяются слабо за время τ_{ei} , на временах, удовлетворяющих неравенству

$$\nu(v)(t-t_0) \gg 1 \quad (4.8)$$

из (4.7) получаем уравнение для ларморовской частоты электронов $\Omega_j = eB_{0j}/mc$,

$$\frac{\partial}{\partial t} \Omega_j - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \Omega_j = \frac{1}{30} \varepsilon_{jik} \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}, \quad (4.9)$$

где $\sigma = (32/\sqrt{2\pi})e^2 n_e / m\nu$ - статическая проводимость плазмы. Источник магнитного поля в правой части (4.9) известен [2]. При переходе от (4.7) к (4.9) выполнено интегрирование по скорости электронов. При этом основной вклад в интегралы по v возник от скоростей $v \sim (2 \div 4)v_T$. Поэтому неравенство (4.8) и требование медленного изменения V_{ij} и B_0 за время $1/\nu(v)$ должны выполняться для скоростей больших v_T . С неплохой точностью можно принять, что эти условия выполнены для $v \sim 4v_T$, когда

$\nu(4v_\tau) \simeq \nu/60$. Поэтому уравнение (4.9) с источником из работы [2] пригодно при $t - t_0 \gg 60/\nu$ и слабом изменении V_{ij} за время $60/\nu$.

Уравнение (4.9) описывает генерацию магнитного поля, которая сопровождается диффузией в пространстве. На небольших временах, когда $(c/\sqrt{\pi\sigma})\sqrt{t - t_0} \ll d$, диффузией можно пренебречь. В частности при $\nu(t - t_0) \simeq 60$ это условие имеет вид $d \gg (c/\omega_p) \left(15\sqrt{\pi/2}\right)^{1/2}$ и легко выполнимо. Считая такое условие выполненным, при обсуждении генерации магнитного поля из-за воздействия лазерного импульса, длительность которого удовлетворяет неравенству $\nu t_p \lesssim 60$, в уравнении (4.7) можно пренебречь $\Delta \mathbf{B}_0$, если $\nu(t - t_0) \lesssim 60$. Напомним, что d должно удовлетворять и неравенству (4.6). Отметим, что для очень короткого импульса уравнение (4.7) можно использовать при условии $t_p \omega_p \gg 1$. С учетом этих замечаний, пренебрегая $\Delta \mathbf{B}_0$ из (4.7) находим:

$$\begin{aligned} \Omega_j(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{30n_e} \int_{-\infty+i\Delta}^{\infty+i\Delta} d\omega' \frac{\omega_p^2}{\omega'^2(\varepsilon(\omega') - 1)} \exp[-i\omega'(t - t_0)] \times \\ & \times \int_0^\infty \frac{dv}{v} \frac{\nu(v)}{[\omega' + i\nu(v)]} \frac{1}{[\omega' + 3i\nu(v)]} \left[\frac{\partial}{\partial v} \left(v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right) \right] \times \\ & \times \int_{t_0}^\infty dt' \exp[i\omega'(t' - t_0)] \varepsilon_{jik} \frac{\partial^2}{\partial r_i \partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}, t'), \quad (4.10) \end{aligned}$$

где $\Delta > 0$, а $\varepsilon(\omega')$ - диэлектрическая проницаемость (см. [47,103]):

$$\varepsilon(\omega') = 1 + \frac{4\pi}{3n_e} \frac{\omega_p^2}{\omega'} \int_0^\infty dv v^3 \frac{\partial f_m}{\partial v} \frac{1}{\omega' + i\nu(v)}. \quad (4.11)$$

В работе [103] выражение вида (4.11) использовалось при изучении условий существования быстрой поверхностной волны. На небольших временах, когда $\nu(t - t_0) \ll 1$, в формуле (4.10) существенны частоты ω' большие частот столкновений $\nu(v)$ электронов со скоростями дающими основной вклад в

интегралы по ν в (4.10), (4.11). На таких временах, пренебрегая $\nu(v)$ в знаменателях формул (4.10), (4.11), приближенно имеем

$$\Omega_j(\mathbf{r}, t) = -\frac{2\nu}{15\sqrt{2\pi}} \int_{t_0}^t dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' \varepsilon_{jik} \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}, t''), \quad \nu(t - t_0) \ll 1. \quad (4.12)$$

Напротив, на больших временах, когда $\nu(t - t_0) \gg 60$ в знаменателях формул (4.10), (4.11) можно пренебречь ω' . При этом находим выражение

$$\Omega_j(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{30} \int_{t_0}^t dt' \varepsilon_{jik} \frac{\partial}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}, t'), \quad \nu(t - t_0) \gg 60, \quad (4.13)$$

которое справедливо при условии $(c/\sqrt{\pi\sigma})\sqrt{t - t_0} \ll d$. Формулы (4.10), (4.12) и (4.13) получены без дополнительных предположений о величине параметра νt_p . Поэтому выражение (4.12) можно получить и из уравнения (4.7).

Если импульс короткий и $\nu t_p \ll 60$, то область интегрирования по t' в формуле (4.13) ограничена временем t_p . При этом на больших временах (см. (4.13)) $\Omega_j(t)$, по-существу, от времени не зависит, а формула (4.13) 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 (4.12) и (4.13) 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. (2.29) и (2.31)). 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 $v_\tau \lesssim v \lesssim 4v_\tau$, дающими существенный вклад в интегралы в формуле (4.10), успевают столкнуться с ионами. Поскольку на таких временах для существенных скоростей в интегралах выражения (4.10) $\omega' \sim \nu(v)$, то описание эволюции $\Omega_i(t)$ естественно провести численно. С этой целью представим тензор осцилляторных скоростей в виде

$$V_{ks}(\mathbf{r}, t) = V_{ks}(\mathbf{r}) \exp(-t^2/t_p^2), \quad (4.14)$$

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 (2.14), из (4.10), (4.11) и (4.14) находим

$$\Omega_j(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\nu} \varepsilon_{jik} \frac{\partial^2}{\partial r_i \partial r_s} V_{ks}(\mathbf{r}) \Phi(\nu t, \nu t_p), \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \Phi(\nu t, \nu t_p) &= \frac{\nu t_p}{40\sqrt{\pi}} \int_{-\infty+i\delta}^{\infty+i\delta} \frac{d\Omega'}{\Omega'} \left[\int_0^\infty du u^7 (\Omega' u^3 + i)^{-1} \exp\left(\frac{-u^2}{2}\right) \right]^{-1} \times \\ &\times \int_0^\infty du \frac{u^7(6-u^2)}{(\Omega' u^3 + i)(\Omega' u^3 + 3i)} \exp\left(\frac{-u^2}{2}\right) \exp\left[-i\Omega' \nu t - \frac{\Omega'^2 \nu^2 t_p^2}{4}\right], \quad (4.16) \end{aligned}$$

где $\delta = \Delta/\nu$. Эволюция во времени функции $\Phi(\nu t, \nu t_p)$ представлена на рисунке 4 для нескольких значений параметра νt_p , характеризующего отношение длительности импульса τ_p к времени свободного пробега $1/\nu$. 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 $\Phi(\nu t, \nu t_p)$ изменяет знак, что отвечает изменению направления магнитного поля. При $\nu t \gg \nu t_p$ и на временах, больших обратной частоты столкновений, для максимального значения функции $\Phi(\nu t, \nu t_p)$, возможна оценка

$$\Phi_{max} \simeq (\sqrt{\pi}/30)\nu t_p, \quad (4.17)$$

которая характеризует максимальное значение генерируемого магнитного поля. Из соотношений (4.15), (4.17) и неравенств (4.2), (4.6) следует, что при $\nu t_p < 60$ отношение Ω к ν меньше единицы. То есть, при воздействии лазерных импульсов не слишком большой интенсивности и длительности генерируется магнитное поле, в котором ларморовская частота электронов меньше частоты столкновений тепловых электронов с ионами.

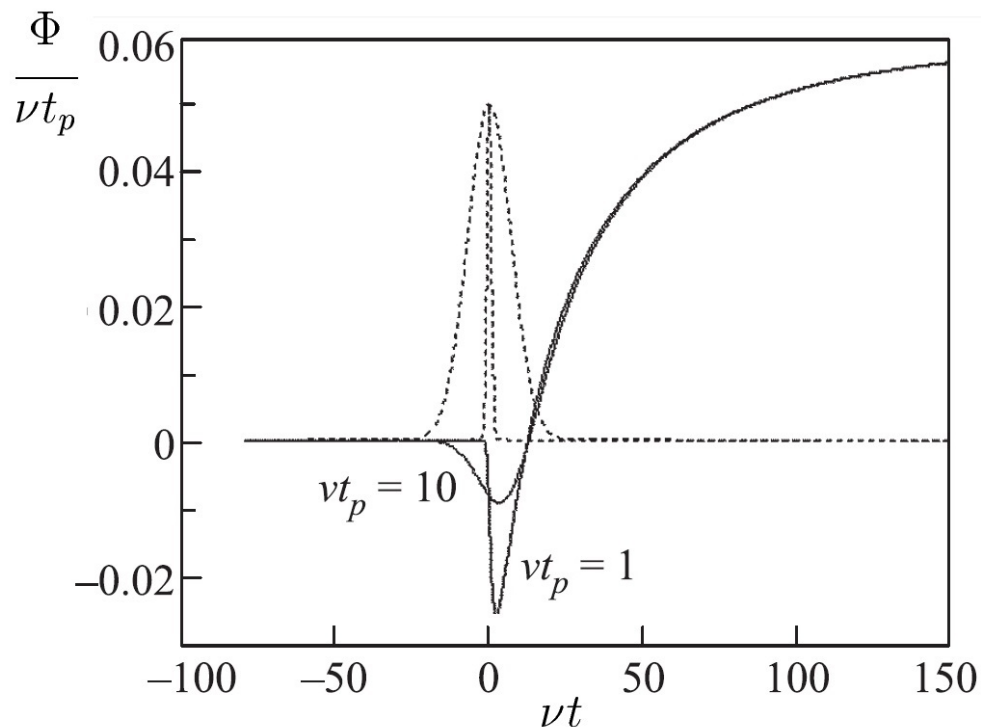


Рисунок 4. Зависимость функции $\Phi(\nu t, \nu t_p)$ от времени при двух длительностях импульса: $\nu t_p = 1, 10$. Штриховые кривые иллюстрируют форму импульса (см. (4.14)).

4.3 Обсуждение и выводы

Выше изучена генерация квазистационарного магнитного поля в слабо неоднородной плазме, взаимодействующей с коротким лазерным импульсом, длительность которого меньше или сравнима с обратной частотой столкновений электронов. Плотность вихревого тока, являющегося источником магнитного поля, в основном определяется электронами со скоростями $v \sim (2 \div 4)v_T$. На временах много меньших времени свободного пробега тепловых электронов магнитное поле генерируется в направлении проти-

воположном тому, которое устанавливается при $\nu(t - t_0) \gtrsim 60$. Изменение направления генерации является следствием изменения направления вихревого тока, происходящем в интервале времен $60 > \nu(t - t_0) > 1$, когда из-за столкновений надтепловых электронов изменяется их движение в неоднородном высокочастотном поле. Если длительность лазерного импульса $\tau_p < 60/\nu$, то генерация поля происходит и после выключения импульса до тех пор, пока из-за столкновений электронов не исчезнет созданный импульсом вихревой ток.

5 Возбуждение плазменных волн нелинейными токами, возникающими под воздействием импульса высокочастотного излучения

В главе 5 исследовано возбуждение плазменных волн нелинейными токами, возникающими под воздействием импульса высокочастотного излучения. В разделе 5.1 из кинетического уравнения 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 с несущей частотой ω_0 большей плазменной частоты электронов и распространяющегося с групповой скоростью c_m близкой к скорости света в плазме, а также из-за воздействия потенциального электрического поля. При помощи малой поправки к функции распределения вычислены нелинейные токи и ток проводимости. В разделе 5.2 получено и решено уравнение для потенциального электрического поля, источником которого являются нелинейные токи, учитывающее затухание возбуждаемых плазменных волн из-за столкновений электронов с ионами и вследствие черенковского взаимодействия с электронами. В разделе 5.3 рассмотрено возбуждение плазменных волн ультракоротким импульсом произвольной формы. Раздел 5.4 посвящен изучению возбуждения плазменных волн коротким импульсом прямоугольной формы. Выражения для возбуждаемых полей проанализированы на различных временах для импульсов различной длительности. Аналитические формулы дополнены численными расчетами величины возбуждаемых полей. В разделе 5.5 показано, что для типичных плазм основной причиной возбуждения плазменных колебаний является нелинейный ток порождаемый пондеромоторной силой. Напряженность поля плазменных волн, возбуждаемых током увлечения, обычно

в несколько раз меньше, чем из-за воздействия силы Миллера.

5.1 Генерация нелинейных токов импульсом высокочастотного поля

Рассмотрим воздействие на плазму импульса поля вида (3.1). Для амплитуды огибающей импульса будем считать выполненными условия (2.2). Далее будем интересоваться условиями, в которых можно пренебречь эволюцией огибающей импульса по мере его распространения в плазме. То есть, считать выполненными условия (8.14) и (8.17).

Для описания кинетики электронов воспользуемся уравнением для δf - медленно изменяющейся за время $1/\omega_0$ малой поправки к максвелловской функции распределения электронов f_m (см., например, [43],[52])

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \delta f - St(\delta f) = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_m + Q, \quad (5.1)$$

где $St(\delta f)$ - интеграл столкновений электронов с ионами, описываемый выражением (2.4), а явный вид кулоновского логарифма Λ зависит от времени изменения возмущения функции распределения δf . В правой части уравнения (5.1) \mathbf{E} - слабо изменяющееся за время $\sim 1/\omega_0$ электрическое поле в плазме, а функция Q имеет вид

$$Q = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2 \right) \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 f_m}{\partial v_i \partial v_j} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) V_{ij} + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\dot{\nu}(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial t} V_{ij} \right) \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] + V_{ij} \frac{\partial}{\partial v_i} \left[\frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{\omega_0} \dot{\nu}(v) \frac{\partial f_m}{\partial v_j} \right] - \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{v}}{2\omega_0} |\mathbf{v}_E|^2 \frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v}. \quad (5.2)$$

В формуле (5.2) использовано обозначение $\mathbf{k}_0 = (0, 0, k_0)$. Отметим, что при выводе выражения (5.2) предполагалось, что кратность ионизации ионов плазмы высока $Z \gg 1$. Кроме того, в (5.2) опущены слагаемые пропорциональные k_0^2 , что оправдано, если выполнены неравенства (3.3). Поскольку при получении выражения (5.2) предполагалось, что высокочастотное поле

вызывает малые отклонения функции распределения электронов от функции распределения Максвелла, то для основной массы электронов должно выполняться условие (3.4).

Два слагаемых в правой части уравнения (5.1) описывают две причины возникновения малых поправок к функции распределения электронов $\delta f = \delta f_E + \delta f_Q$. Поправка δf_Q возникает вследствие нелинейного воздействия высокочастотного поля. Отвечающая этой поправке плотность тока $\mathbf{j}_Q = e \int d^3\mathbf{v} \mathbf{v} \delta f_Q$ изучена в **главе 3** (см., также, работу [52]). Согласно **главе 3** плотность тока \mathbf{j}_Q можно представить в виде суммы потенциальной части \mathbf{j}_{grad} , вихревой части \mathbf{j}_{curl} и плотности тока увлечения \mathbf{j}_{drag} . В обсуждаемых условиях, из-за поперечности поля воздействующего импульса пропорциональная $\partial V_{ij}/\partial r_j$ вихревая часть плотности тока \mathbf{j}_{curl} равна нулю. Выражения для плотностей токов \mathbf{j}_{grad} и \mathbf{j}_{drag} определяются суммой плотностей токов выражения (3.6), пропорциональных $\partial |\mathbf{v}_E|^2/\partial r_i$ и \mathbf{k}_0 , соответственно.

Порождаемая полем \mathbf{E} поправка δf_E определяет плотность тока $\mathbf{j}_E = e \int d^3\mathbf{v} \mathbf{v} \delta f_E$. В дальнейшем при рассмотрении возбуждения плазменных волн понадобится приближенное выражение для \mathbf{j}_E , которое не учитывает смещение электронов в пространстве. Имея в виду это замечание, при нахождении δf_E в левой части уравнения (5.1) опустим производную по координате. В итоге, для плотности тока \mathbf{j}_E приближенно имеем выражение (9.1), приведенное в **Приложении II**.

Используя приближенное выражение для $\mathbf{j}_E(\tau)$ (9.1) нельзя описать дисперсию и затухание Ландау плазменных волн. Учет малых дисперсионных поправок приводит, как показано в [28], к пространственному расплыванию поля, которое проявляется на временах больших $L^2\omega_p/v_T^2 = \omega_p t_p^2 c_m^2/v_T^2$. Столь большие времена далее не рассматриваются. Возможность пренебречь затуханием Ландау можно понять из следующих соображений. Являющиеся источниками плазменных волн нелинейные токи \mathbf{j}_{grad} и \mathbf{j}_{drag} зависят от функции $|E_L(t - z/c_m)|^2$. Спектральное разложение такой функ-

ции по частотам и волновым числам пропорционально дельта - функции $\delta(\omega_0 - kc_m)$. То есть, частоты и волновые числа возбуждаемых волн связаны соотношением $\omega_0 = kc_m$. Поэтому для декремента затухания Ландау возможна оценка

$$\gamma_L = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \omega_p \left(\frac{c_m}{v_T} \right)^3 \exp \left\{ -\frac{c_m^2}{2v_T^2} \right\}, \quad (5.3)$$

из которой видно, что при $c_m \gg v_T$ легко реализуются условия, в которых декремент γ_L много меньше декремента затухания волн из-за столкновений электронов с ионами (см. ниже).

5.2 Уравнение для потенциального поля и его решение

Для нахождения потенциального поля \mathbf{E} воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{E} + 4\pi [\mathbf{j}_E(\tau) + \mathbf{j}_{grad}(\tau) + \mathbf{j}_{drag}(\tau)] = 0. \quad (5.4)$$

Принимая во внимание явный вид плотности тока \mathbf{j}_E (9.1) и дифференцируя по τ из (5.4) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \mathbf{E} + \omega_p^2 \mathbf{E} + \frac{4\pi \omega_p^2}{3 n_e} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \int_0^{\infty} dv v^3 \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \nu(v) \frac{\partial f_m}{\partial v} \mathbf{E}(\tau') = \\ = -4\pi \frac{\partial}{\partial \tau} [\mathbf{j}_{grad}(\tau) + \mathbf{j}_{drag}(\tau)]. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Используя преобразование Лапласа и полагая, что в момент начала воздействия импульса $\mathbf{E}(\tau)$ и $\partial \mathbf{E}(\tau)/\partial \tau$ равны нулю, решение уравнения (5.5) представим в виде

$$\mathbf{E}(\tau) = -2i \int_{\tau_0}^{\infty} d\tau' \int_{-\infty+i\Delta}^{\infty+i\Delta} \frac{d\omega}{\omega \varepsilon(\omega)} \exp[-i\omega(\tau - \tau')] [\mathbf{j}_{grad}(\tau') + \mathbf{j}_{drag}(\tau')], \quad (5.6)$$

где $\Delta > 0$, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ определяется выражением (4.11). Диэлектрическая проницаемость имеет нули в нижней полуплоскости комплексной переменной ω при $\omega \simeq \pm \omega_p - i\gamma$, где $\gamma = \nu/3\sqrt{2\pi}$

- декремент затухания плазменных волн из-за столкновений электронов с ионами и $\gamma \ll \omega_p$. Замыкая контур интегрирования по ω в нижней полуплоскости из (5.6) приближенно имеем:

$$\mathbf{E}(\tau) = -4\pi \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \cos[\omega_p(\tau - \tau')] [\mathbf{j}_{grad}(\tau') + \mathbf{j}_{drag}(\tau')]. \quad (5.7)$$

Поле \mathbf{E} может быть представлено в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{grad} + \mathbf{E}_{drag}$, где \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} - поля порождаемые плотностями токов \mathbf{j}_{grad} и \mathbf{j}_{drag} , соответственно. Используя выражения для плотностей токов \mathbf{j}_{grad} и \mathbf{j}_{drag} (3.6), после интегрирования по переменной τ' , из (5.7) приближенно находим \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) = & \frac{16}{3} \pi^2 \mathbf{e}_z \frac{e}{\omega_p c_m} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\tau')|^2 \int_0^{\infty} dv v^4 \times \\ & \times \left[\left(\exp[-\gamma(\tau - \tau')] \{ \omega_p \cos[\omega_p(\tau - \tau')] - \nu(v) \sin[\omega_p(\tau - \tau')] \} - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - [\gamma - \nu(v)] \frac{\nu(v)}{\omega_p} \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \right) \frac{1}{4v} \frac{\partial f_m}{\partial v} - \right. \\ & \quad \left. - \left\{ 2\nu(v) \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] - \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - [\gamma - \nu(v)] \frac{\nu(v)}{\omega_p} \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] + [\gamma - 3\nu(v)] \frac{3\nu(v)}{\omega_p} \exp[-3\nu(v)(\tau - \tau')] \right\} \times \right. \\ & \quad \times \frac{v}{30} \left\{ \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{\nu(v)} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\dot{\nu}(v)}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right\} - \\ & \quad \left. - \left\{ \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] + \frac{[\gamma - \nu(v)]}{\omega_p} \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \right\} \times \right. \\ & \quad \left. \times \frac{1}{6v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\dot{\nu}(v) v^2 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right], \quad (5.8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{drag}(\tau) = & \frac{8}{15} \pi^2 \mathbf{e}_z \frac{ek_0}{\omega_p \omega_0} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\tau')|^2 \int_0^{\infty} dv v^4 \times \\ & \times \left\{ \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] + \frac{[\gamma - \nu(v)]}{\omega_p} \exp[-\nu(v)(\tau - \tau')] \right\} \times \\ & \times \left\{ \frac{\nu(v)}{v^4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^4 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - 4\dot{\nu}(v) v^{1/4} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^{-1/4} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] \right\}. \quad (5.9) \end{aligned}$$

При написании (5.8) и (5.9) учтено, что $\partial|\mathbf{v}_E(\tau)|^2/\partial z = -(1/c_m)\partial|\mathbf{v}_E(\tau)|^2/\partial\tau$. Интересуясь генерацией плазменных волн, удержим в выражениях (5.8) и (5.9) лишь слагаемые, содержащие осциллирующие тригонометрические функции. Тогда, после интегрирования по скорости, для $\mathbf{E}_{grad}(\tau)$ и $\mathbf{E}_{drag}(\tau)$ имеем:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m} \pi \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \cos[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2 + \\ & + \mathbf{e}_z \frac{en_e}{\omega_p c_m} \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} \left[\frac{\nu}{4} + \left(\frac{\dot{\nu}}{3} - \frac{\nu}{5} \right) - \frac{\dot{\nu}}{3} \right] \times \\ & \times \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2, \quad (5.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{drag}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p \omega_0} 2\sqrt{2}\pi \left[\frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right] \times \\ & \times \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \exp[-\gamma(\tau - \tau')] \sin[\omega_p(\tau - \tau')] |\mathbf{v}_E(\tau')|^2. \quad (5.11) \end{aligned}$$

Выражения (5.10) и (5.11) позволяют исследовать возбуждение плазменных волн импульсом лазерного излучения различной формы и длительности. Возникшее из-за воздействия силы Миллера, первое интегральное слагаемое в (5.10) отвечает результату работы [21], за исключением того факта, что в [21] не учитывалось затухание плазменных колебаний. Вклады в поле $\mathbf{E}_{grad}(\tau)$ пропорциональные $\nu/4$, $(\dot{\nu}/3 - \nu/5)$ и $(-\dot{\nu}/3)$ в квадратных

скобках второго интегрального слагаемого в (5.10) возникают от первого, второго и третьего слагаемых выражения (5.8) содержащих $\sin[\omega_p(\tau - \tau')]$, соответственно. Слагаемое пропорциональное $\nu/4$ обусловлено поправкой к силе Миллера, вычисленной в линейном приближении по малому параметру ν/ω_p . Вклад в $\mathbf{E}_{grad}(\tau)$ пропорциональный $(\dot{\nu}/3 - \nu/5)$ обусловлен градиентом малой анизотропной части функции распределения, которая возникает при поглощении высокочастотного поля из-за столкновений электронов с ионами. Вклад пропорциональный $(-\dot{\nu}/3)$ обусловлен градиентом поправки к изотропной части функции распределения, также возникающей при поглощении высокочастотного поля. Слагаемые в квадратных скобках выражения (5.10) содержащие $\dot{\nu}/3$ взаимно уничтожаются. Оставшиеся в этих скобках слагаемые пропорциональные ν частично компенсируют друг друга так, что полученная в результате их сложения величина в несколько раз меньше исходных слагаемых. По абсолютной величине первое интегральное слагаемое в (5.10) больше второго интегрального слагаемого в (5.10), а также больше $\mathbf{E}_{drag}(\tau)$. Однако, фаза колебаний более малых слагаемых не совпадает с фазой колебаний первого интегрального слагаемого выражения для $\mathbf{E}_{grad}(\tau)$. Вследствие этого существуют моменты времени, когда вклады от поля $\mathbf{E}_{drag}(\tau)$, а также от второго интегрального слагаемого в (5.10) не пренебрежимо малы (см. ниже).

5.3 Возбуждение плазменных волн ультракоротким импульсом

Для ультракоротких импульсов, длительность которых много меньше периода плазменных колебаний $\omega_p t_p \ll 1$, при $\tau - \tau_0 \gtrsim t_p$ основной вклад в интегралы по τ' в (5.10) и (5.11) возникает от области $0 < \tau' - \tau_0 \lesssim t_p \ll \omega_p^{-1}$. В этих условиях при интегрировании по τ' в (5.10) и (5.11) можно пренебречь отличием аргументов $\gamma(\tau - \tau')$ и $\omega_p(\tau - \tau')$ от $\gamma(\tau - \tau_0)$ и $\omega_p(\tau - \tau_0)$, соответственно. При этом из (5.10) и (5.11) находим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m} \pi \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)] \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\tau')|^2 + \\ & + \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{c_m \omega_p} \frac{\sqrt{2\pi}}{15} \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)] \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\tau')|^2, \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{drag}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[\frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right] \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)] \times \\ & \times \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' |\mathbf{v}_E(\tau')|^2. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Отметим, что при $\tau - \tau_0 \gtrsim t_p$ верхний предел интегрирования в выражениях (5.12), (5.13) можно приближенно заменить на $\tau_0 + t_p$. При $\nu = 0$ выражение (5.12) переходит в результат работы [21]. Пренебрежение затуханием колебаний оправдано на временах отстоящих от момента $\tau_0 + z/c_m$ - начала воздействия импульса в рассматриваемой точке z , на время не превышающее $1/\gamma \equiv 3\sqrt{2\pi}/\nu$. Учет затухания приводит к тому, что область плазменных колебаний позади короткого импульса имеет ограниченную протяженность $\sim c_m/\gamma = 3\sqrt{2\pi}c_m/\nu$.

Приведем результаты численных расчетов напряженности потенциального поля в условиях воздействия импульса высокочастотного излучения, в котором плотность потока энергии описывается распределением Гаусса

$$E_L^2(\tau) = E_L^2 \exp[-\tau^2/t_p^2]. \quad (5.14)$$

Примем, что $\nu = \dot{\nu} = 0.3\omega_p$, а $\omega_p t_p = 0.1$. На рисунке 5 кривыми GC и DC приведены графики функций $E_{grad}(\tau)$ (5.10) и $E_{drag}(\tau)$ (5.11), обезразмеренных на $en_e v_E^2/c_m \omega_p$ и $en_e k_0 v_E^2/\omega_0 \omega_p$, соответственно. Кривая G отвечает результату работы [21], полученному при $\nu = 0$. Пунктирной кривой L представлен график функции $0.5 \exp(-\tau^2/t_p^2)$, описывающей распределение энергии в импульсе. Из сравнения кривых GC и DC видно, что

генерируемое током увлечения поле плазменных колебаний по абсолютной величине примерно в три раза меньше, чем поле порождаемое при воздействии силы Миллера. Поскольку эти поля сдвинуты по фазе, более слабое поле $E_{drag}(\tau)$ оказывается существенным в моменты времени $\omega_p \tau \simeq \pi/2 + \pi n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, когда поле $E_{grad}(\tau)$ сравнительно мало.

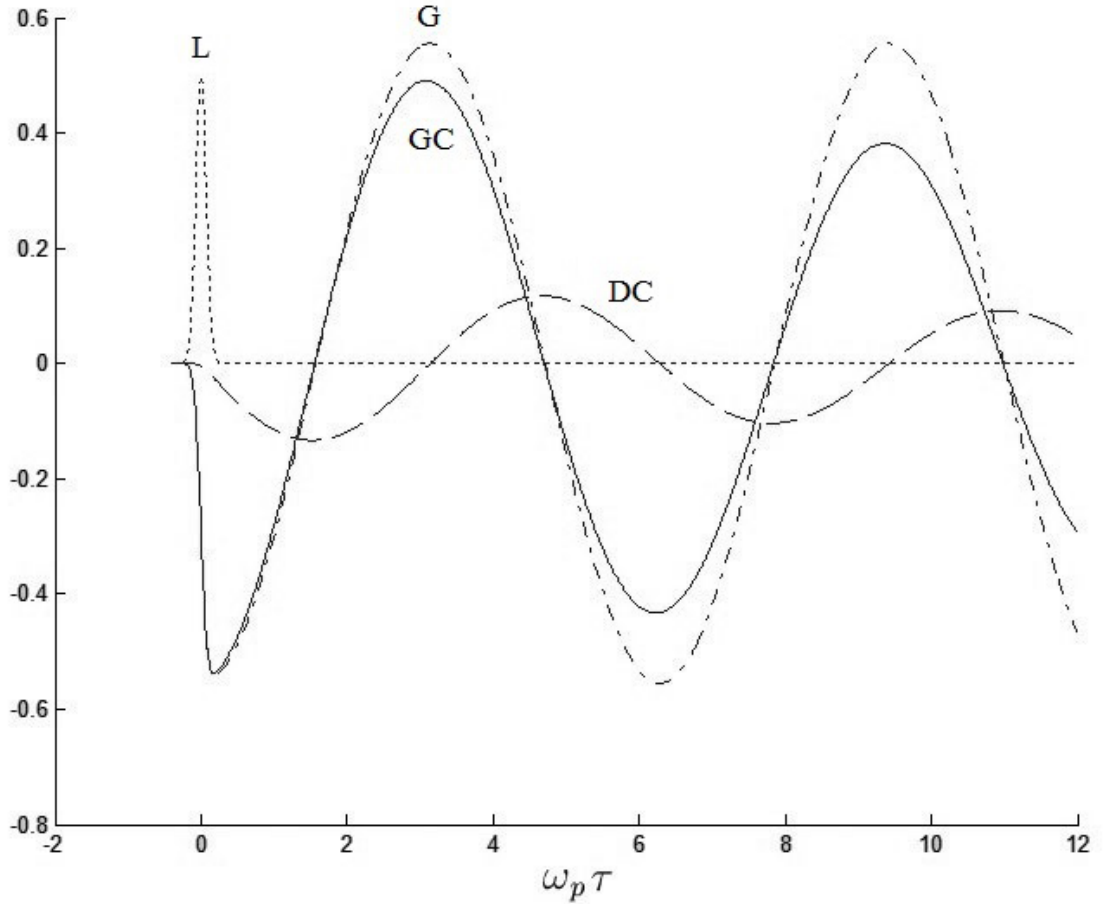


Рисунок 5. Кривыми GC и DC представлены графики функций E_{grad} (5.10) и E_{drag} (5.11), обезразмеренных на $en_e v_E^2 / c_m \omega_p$ и $en_e k_0 v_E^2 / \omega_p \omega_0$, соответственно. Кривой G представлена зависимость первого слагаемого формулы (5.10) при $\gamma = 0$, обезразмеренного на $en_0 v_E^2 / c_m \omega_p$ и отвечающего результату работы [21]. Кривой L изображена функция $0.5 \exp(-\tau^2 / t_p^2)$, иллюстрирующая изменение плотности энергии в импульсе. Расчеты выполнены для $\omega_p t_p = 0.1$ и $\nu = \dot{\nu} = 0.3 \omega_p$.

Отметим, также, что отличие кривой GC, описывающей поле $E_{grad}(\tau)$ (5.10), от кривой G, отвечающей результату работы [21], становится большим при $\gamma\tau \gtrsim 1$.

5.4 Возбуждение плазменных волн коротким импульсом

Рассмотрим воздействие импульса длительностью порядка периода плазменных колебаний. На рисунке 6 представлены те же функции, что и на рисунке 5, но для $\omega_p t_p = 1$.

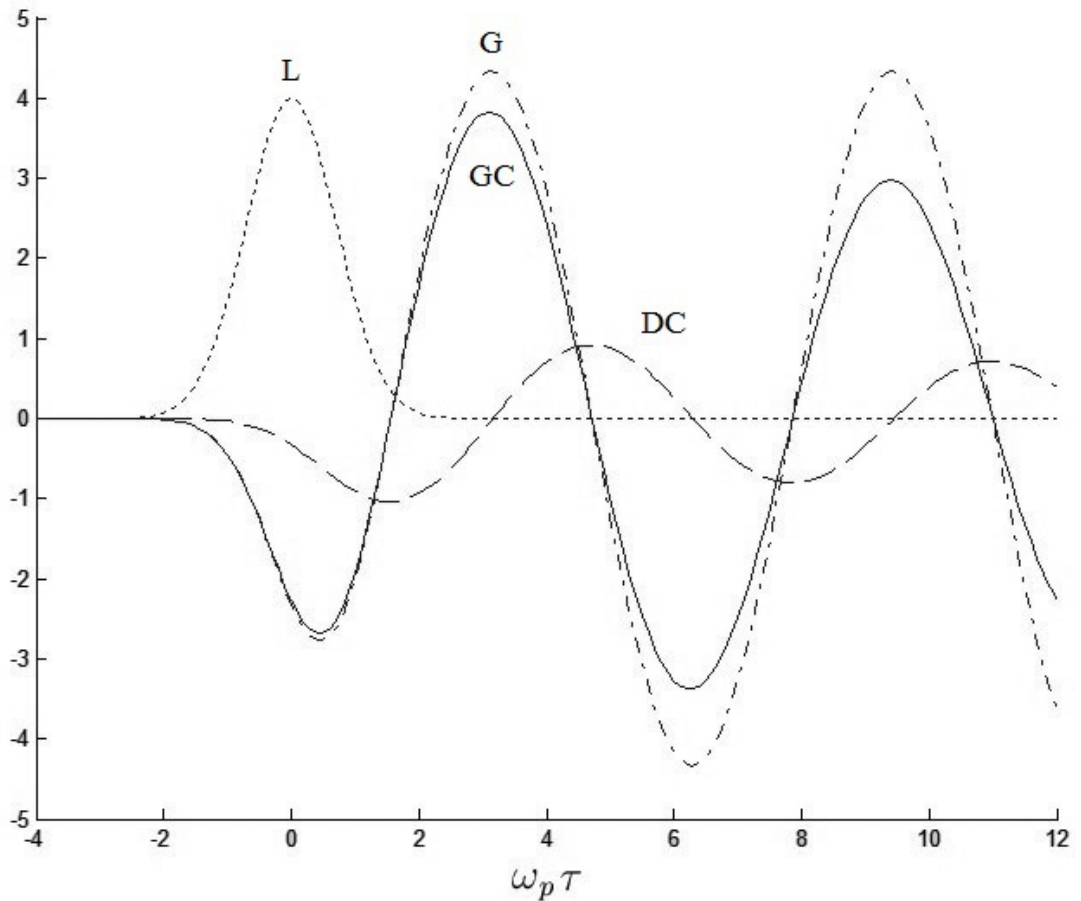


Рисунок 6. Те же зависимости, что и на рисунке 5, но для $\omega_p t_p = 1$. Кривая L отвечает функции $4 \exp(-\tau^2/t_p^2)$.

Сравнение рисунков 5 и 6 показывает, что абсолютная величина полей E_{grad} и E_{drag} в случае импульса $\omega_p t_p = 1$ почти на порядок больше чем для импульса с $\omega_p t_p = 0.1$. Зависимости амплитуд функций E_{grad} (5.10) и E_{drag} (5.11) от величины параметра $\omega_p t_p$ иллюстрируют рисунки 7 и 8. Кривыми GC(0.3), GC(1), GC(3) на рисунке 7 представлена функция E_{grad} , обезразмеренная на $en_e v_E^2 / c_m \omega_p$, для $\omega_p t_p = 0.3; 1; 3$, соответственно. В свою очередь на рисунке 8, кривыми DC(0.3), DC(1), DC(3) представлена функция E_{drag} , обезразмеренная на $en_0 k_0 v_E^2 / \omega_p \omega_0$, для $\omega_p t_p = 0.3; 1; 3$, соответственно.

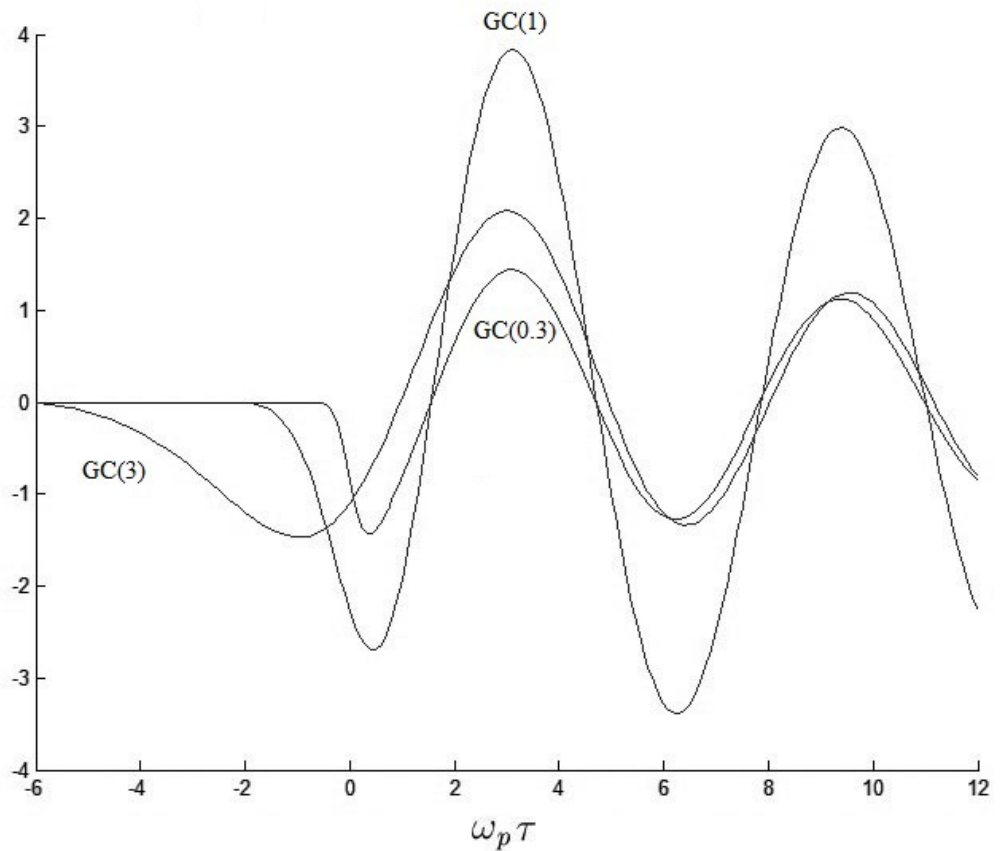


Рисунок 7. Кривыми GC(0.3), GC(1), GC(3) представлена функция E_{grad} (5.10), обезразмеренная на $en_e v_E^2 / c_m \omega_p$, для $\omega_p t_p = 0.3; 1; 3$, соответственно. Расчет выполнен для $\nu = \dot{\nu} = 0.3\omega_p$.

Из сравнения кривых GC(0.3), GC(1), GC(3) и DC(0.3), DC(1), DC(3) видно, что максимальной амплитудой обладают поля E_{grad} и E_{drag} в случае $\omega_p t_p \simeq 1$, в то время как ультракороткие импульсы с $\omega_p t_p \ll 1$ и импульсы с $\omega_p t_p \gg 1$ возбуждают плазменные волны хуже. То есть, наиболее эффективное возбуждение плазменных волн достигается при использовании импульсов, имеющих длительность порядка периода плазменных колебаний. Этот вывод отвечает результату работы [21]. Из рисунка 7 видно, что амплитуды поля E_{grad} при $\omega_p t_p = 0.3$ и $\omega_p t_p = 3$ примерно равны. Из рисунка 8, следует аналогичное утверждение относительно возбуждения поля E_{drag} при $\omega_p t_p = 0.3$ и $\omega_p t_p = 3$.

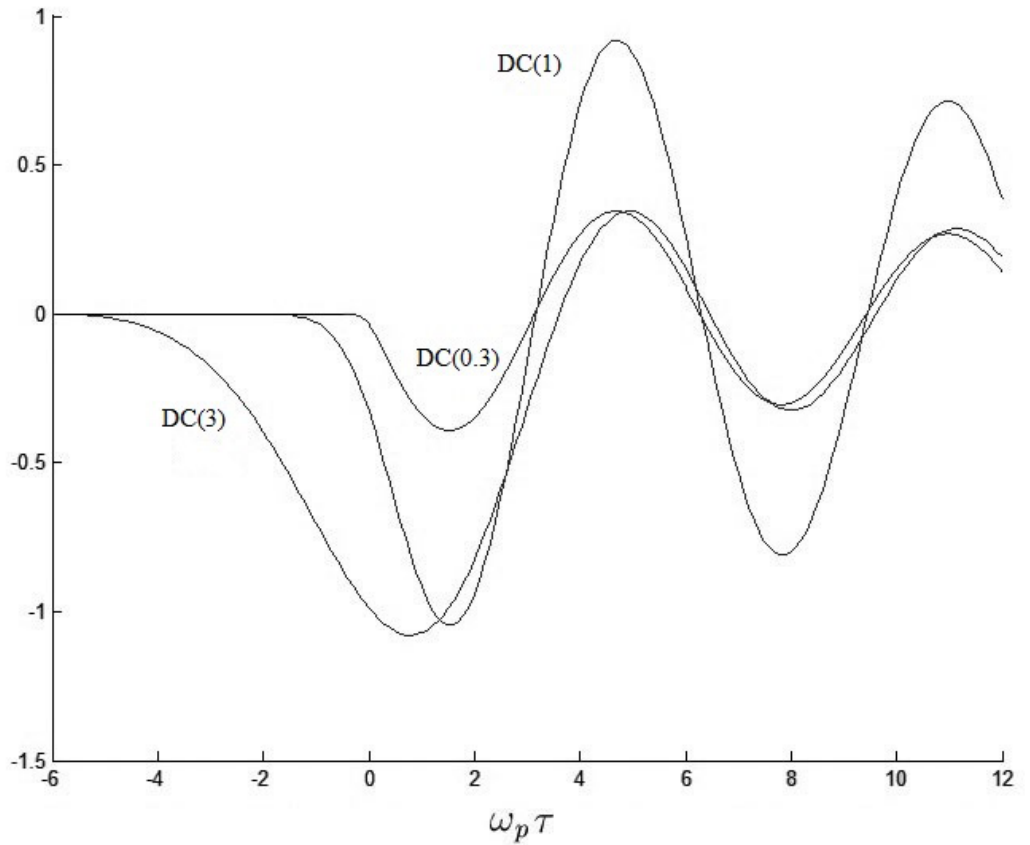


Рисунок 8. Кривыми DC(0.3), DC(1), DC(3) представлена функция E_{drag} (5.11), безразмерная на $en_e k_0 v_E^2 / \omega_p \omega_0$, для $\omega_p t_p = 0.3; 1; 3$, соответственно. Расчет выполнен для $\nu = \dot{\nu} = 0.3\omega_p$.

Заметим, что длинные импульсы плохо возбуждают плазменные колебания при условии, что характерное время их включения и выключения превосходит период плазменных колебаний. В частности, при воздействии плавно включающегося и выключающегося гауссовского импульса с $t_p \gg 1/\omega_p$ амплитуда поля плазменных волн экспоненциально мала.

Поскольку длинные импульсы, время включения и выключения которых превосходит период плазменных колебаний, плохо возбуждают плазменные колебания, целесообразно рассмотреть воздействие импульса с резким включением и выключением. Примером такого импульса является импульс прямоугольной формы, когда

$$|\mathbf{v}_E(\tau)|^2 = |\mathbf{v}_E|^2 [\eta(\tau - \tau_0) - \eta(\tau - \tau_p - \tau_0)], \quad (5.15)$$

где $\eta(\tau) = 1$ при $\tau > 0$ и $\eta(\tau) = 0$ при $\tau < 0$. Используя выражение (5.15) из (5.10) и (5.11), для $\mathbf{E}_{grad}(\tau)$ и $\mathbf{E}_{drag}(\tau)$, удерживая линейные по γ/ω_p слагаемые, приближенно имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) = & \pi \mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m \omega_p} |\mathbf{v}_E|^2 \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \times \\ & \times (\exp[\gamma\tau_p] \sin[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)] \eta(\tau - \tau_p - \tau_0) - \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)] \eta(\tau - \tau_0)) - \\ & - \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{c_m \omega_p^2} \frac{\sqrt{2\pi}}{10} |\mathbf{v}_E|^2 (\{\exp[-\gamma(\tau - \tau_p - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)] - 1\} \times \\ & \times \eta(\tau - \tau_p - \tau_0) - \{\exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)] - 1\} \eta(\tau - \tau_0)), \quad (5.16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{drag}(\tau) = & -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p^2 \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[\frac{\nu}{3} + \frac{\nu}{5} \right] |\mathbf{v}_E|^2 \times \\ & \times (\{\exp[-\gamma(\tau - \tau_p - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)] - 1\} \eta(\tau - \tau_p - \tau_0) - \\ & - \{\exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)] - 1\} \eta(\tau - \tau_0)). \quad (5.17) \end{aligned}$$

В случае воздействия ультракороткого прямоугольного импульса $\omega_p \tau_p \ll 1$, и о плазменных волнах имеет смысл говорить только после его

выключения на временах $\tau - \tau_0 > \omega_p^{-1} \gg \tau_p$. На таких временах из (5.16) и (5.17) в линейном приближении по длительности импульса имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) &= -\pi \mathbf{e}_z \frac{en_e \tau_p}{c_m} |\mathbf{v}_E|^2 \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)] - \\ &\quad - \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu \tau_p}{c_m \omega_p} \frac{\sqrt{2\pi}}{10} |\mathbf{v}_E|^2 \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)]; \\ \mathbf{E}_{drag}(\tau) &= -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0 \tau_p}{\omega_p \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[\frac{\nu}{3} + \frac{\nu}{5} \right] |\mathbf{v}_E|^2 \exp[-\gamma(\tau - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)]; \\ &\qquad \qquad \qquad \omega_p(\tau - \tau_0) \gtrsim 1 \gg \omega_p \tau_p. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Согласно соотношениям (5.18) амплитуды полей \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} пропорциональны длительности импульса τ_p .

При воздействии короткого импульса, длительность которого больше обратной частоты плазменных колебаний, но меньше характерного времени их затухания, имеем неравенства $\omega_p \tau_p \gg 1 \gg \gamma \tau_p$. При этом во время воздействия импульса из (5.16) и (5.17) получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{grad}(\tau) &= -\pi \mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m \omega_p} |\mathbf{v}_E|^2 \sin[\omega_p(\tau - \tau_0)] + \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{c_m \omega_p^2} \frac{\sqrt{2\pi}}{10} |\mathbf{v}_E|^2 \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)]; \\ \mathbf{E}_{drag}(\tau) &= \mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p^2 \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[\frac{\nu}{3} + \frac{\nu}{5} \right] |\mathbf{v}_E|^2 \cos[\omega_p(\tau - \tau_0)]; \\ &\qquad \qquad \qquad \omega_p \tau_p \gg 1 \gg \gamma \tau_p, \omega_p \tau_p > \omega_p(\tau - \tau_0) \gtrsim 1. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Как и ранее, при выводе выражений (5.10) и (5.11), в соотношениях (5.19) удержаны лишь слагаемые, содержащие тригонометрические функции. Согласно соотношениям (5.19) во время воздействия импульса амплитуды полей \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} не зависят от длительности импульса τ_p . После выключения короткого прямоугольного импульса, когда $\tau - \tau_0 > \tau_p$, выражения для полей \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} принимают вид:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_{grad}(\tau) &= -2\pi \mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m \omega_p} |\mathbf{v}_E|^2 \sin \left[\frac{\omega_p \tau_p}{2} \right] \exp [-\gamma(\tau - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_0 - \tau_p/2)] - \\
&\quad - \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{c_m \omega_p^2} \frac{\sqrt{2\pi}}{5} |\mathbf{v}_E|^2 \sin \left[\frac{\omega_p \tau_p}{2} \right] \exp [-\gamma(\tau - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_0 - \tau_p/2)]; \\
\mathbf{E}_{drag}(\tau) &= -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p^2 \omega_0} 4\sqrt{2\pi} \left[\frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right] |\mathbf{v}_E|^2 \sin \left[\frac{\omega_p \tau_p}{2} \right] \exp [-\gamma(\tau - \tau_0)] \times \\
&\quad \times \sin[\omega_p(\tau - \tau_0 - \tau_p/2)]; \\
\omega_p(\tau - \tau_0) &> \omega_p \tau_p \gg 1. \quad (5.20)
\end{aligned}$$

В этом случае после окончания воздействия импульса амплитуда плазменных волн достигает максимума если выполнено условие

$$\omega_p \tau_p = \pi(2p + 1), p = 0, 1, 2, \dots \quad (5.21)$$

Для поля \mathbf{E}_{grad} этот вывод получен в работе [21], но в отличие от [21] время существования колебаний ограничено: $\tau - \tau_0 \lesssim 1/\gamma$.

При воздействии длинного импульса $\tau_p \gg \gamma^{-1} \gg \omega_p^{-1}$ о плазменных волнах имеет смысл говорить при условии, что время прошедшее с момента включения или выключения импульса меньше обратного декремента затухания волн. При этом, в моменты времени близкие к моменту включения, когда $\tau_p \gg \gamma^{-1} \gtrsim \tau - \tau_0 \gtrsim \omega_p^{-1}$, поля \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} описываются соотношениями вида (5.19), но с дополнительным множителем $\exp [-\gamma(\tau - \tau_0)]$. В свою очередь, для моментов времени близких к моменту выключения, когда $\gamma^{-1} \gtrsim \tau - \tau_0 - t_p \gtrsim \omega_p^{-1}$, для полей \mathbf{E}_{grad} и \mathbf{E}_{drag} приближенно имеем:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_{grad}(\tau) &= \pi \mathbf{e}_z \frac{en_e}{c_m \omega_p} |\mathbf{v}_E|^2 \exp [-\gamma(\tau - \tau_p - \tau_0)] \sin[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)] - \\
&\quad - \mathbf{e}_z \frac{en_e \nu}{c_m \omega_p^2} \frac{\sqrt{2\pi}}{10} |\mathbf{v}_E|^2 \exp [-\gamma(\tau - \tau_p - \tau_0)] \cos[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)]; \\
\mathbf{E}_{drag}(\tau) &= -\mathbf{e}_z \frac{en_e k_0}{\omega_p^2 \omega_0} 2\sqrt{2\pi} \left[\frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right] |\mathbf{v}_E|^2 \exp [-\gamma(\tau - \tau_p - \tau_0)] \times \\
&\quad \times \cos[\omega_p(\tau - \tau_p - \tau_0)]; \\
\tau_p \gamma &\gg 1, \gamma^{-1} \gtrsim \tau - \tau_0 - t_p \gtrsim \omega_p^{-1}. \quad (5.22)
\end{aligned}$$

То есть, в случае воздействия длинного импульса с резким фронтом включения и выключения возбуждается два цуга плазменных волн длиной $\sim c_m/\gamma$ и разнесенных в пространстве на расстояние порядка длины импульса $\sim c_m\tau_p$.

5.5 Обсуждение и численные оценки

Приведем численные оценки в условиях, в которых могут проявляться описанные выше закономерности возбуждения плазменных волн импульсом высокочастотного излучения. Примем, что плазма имеет плотность электронов $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, температуру электронов $T = 50 \text{ эВ}$ и кратность ионизации ионов $Z = 4$. При этом для плазменной частоты ω_p и частоты столкновений электронов с ионами имеем: $\omega_p \simeq 1.8 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $\nu \simeq 6 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$. Характерное время затухания плазменных волн составляет $\gamma^{-1} = 3\sqrt{2\pi}/\nu \simeq 1.2 \text{ псек}$. Рассмотрим воздействие на такую плазму импульса излучения неодимового лазера с частотой $\omega_0 \simeq 1.8 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. При такой частоте ω_0 для частоты $\dot{\nu}$ имеем $\dot{\nu} = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$. Для получения наибольшего значения напряженности поля плазменной волны примем $v_E \sim v_T$, что соответствует плотности потока энергии $I = c_m E_L^2 / 8\pi \simeq 1.2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Отметим, что в рассматриваемых условиях при такой плотности потока энергии, а тем более при меньших значениях, не происходит параметрической раскачки плазменных колебаний из-за распада основной волны на рассеянную и плазменную (подробнее см. [64,65]). Длительность импульса считаем малой: $\tau_p \lesssim v_T^2 / v_E^2 \nu_{ei} \simeq 0.6 \text{ псек}$, что позволяет не учитывать нагрев электронов. Время включения импульса считаем меньшим чем $\omega_p^{-1} \sim 5 \text{ фсек}$. Тогда, в соответствии с соотношениями (5.16) и (5.17), для максимальных значений напряженности поля плазменных волн возможна оценка:

$$|E_{grad}/E_L| \simeq \frac{\omega_p v_E}{4\omega_0 c_m} \simeq 2.5 \cdot 10^{-4}, \quad (5.23)$$

$$|E_{drag}/E_L| \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\dot{\nu}}{3} + \frac{\nu}{5} \right) \frac{k_0 v_E}{\omega_0^2} \simeq 1.8 \cdot 10^{-5}. \quad (5.24)$$

То есть $|E_{grad}| \simeq 2.5 \cdot 10^{-4} E_L \simeq 2.5 \cdot 10^2$ CGSE больше чем $|E_{drag}| \simeq 1.8 \cdot 10^{-5} E_L \simeq 18$ CGSE примерно в 14 раз. При этом частота волн $\sim \omega_p$, их длина волны $\sim 2\pi c_m/\omega_p \simeq 10$ мкм и волны слабо затухают в интервале времени ~ 1.2 псек. В плазме с большей плотностью различие $|E_{grad}|$ и $|E_{drag}|$ уменьшается. Например, при $n_e = 10^{21}$ см⁻³ и для тех же значений температуры электронов T_e и кратности ионизации ионов Z при воздействии излучения с частотой $\omega_0 = 2\omega_p \simeq 3.6 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹ и плотностью потока энергии $I = 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² получаем следующие оценки: $\nu = 2.8 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹, $\dot{\nu} = 1.6 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹, $\gamma^{-1} = 27$ фсек, $|E_{grad}| \simeq 1.4 \cdot 10^{-3} E_L \simeq 2.8 \cdot 10^3$ CGSE, $|E_{drag}| \simeq 0.2 \cdot 10^{-3} E_L \simeq 0.4 \cdot 10^3$ CGSE. То есть, $|E_{grad}|/|E_{drag}| \simeq 7$. При этом период плазменных колебаний $2\pi/\omega_p \simeq 3.5$ фсек, а их длина волны ~ 0.9 мкм. Отметим, что для столь плотной плазмы приведенные оценки имеют смысл при воздействии достаточно короткого импульса, когда $\tau_p \lesssim 13$ фсек, время включения короче 0.5 фсек. Хотя в этом случае частота излучения ω_0 и близка к удвоенной плазменной, параметрический распад основной волны на две плазменных в рассматриваемых условиях не реализуется, так как порог параметрической неустойчивости не превышен.

6 Аperiodическая неустойчивость в поле короткого лазерного импульса

Глава 6 посвящена изучению аperiodической неустойчивости в поле короткого лазерного импульса. В разделе 6.1 дан вывод кинетического уравнения для функции распределения электронов медленно изменяющейся за время $\sim 1/\omega_0$, 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 предположении, что высокочастотное излучение приводит к малым отклонениям распределения электронов от равновесного, найдена анизотропная поправка к максвелловской функции распределения. В разделе 6.2, путем совместного рассмотрения уравнений Максвелла для малых возмущений квазистационарного электромагнитного поля и уравнения для порождаемых возмущений функции распределения, получено общее выражение для инкремента аperiodической неустойчивости, которое учитывает возможность изменения интенсивности высокочастотного поля за время свободного пробега. При $\nu(t - t_0) \ll 1, \nu t_p$ и $\nu t_p \ll 1, \nu(t - t_0) \gg 1$ установлены новые зависимости. Получены выражения позволяющие видеть возможность изменения конфигурации неустойчивых возмущений в процессе эволюции анизотропной части функции распределения в поле лазерного импульса. Аналитические закономерности дополнены численными расчетами инкремента неустойчивости, выполненными для интенсивности высокочастотного поля вида $\sim \exp(-t^2/t_p^2)$, и нескольких значений параметра νt_p . В разделе 6.3 приведены численные оценки позволяющие видеть возможность проявления установленных в работе особенностей развития аperiodической неустойчивости в плазме взаимодействующей с лазерным импульсом конечной длительности.

6.1 Распределение электронов в поле лазерного импульса

В основу рассмотрения положим кинетическое уравнение (2.3) для функции распределения электронов $f = f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$. Электрическое $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ поля находятся из уравнений Максвелла (2.6) - (2.8). Интересуясь кинетикой электронов в полях с несущей частотой ω_0 решение уравнений (2.6) - (2.8) представим в виде

$$f = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)} e^{-in\omega_0 t} + c.c., \quad (6.1)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{E}_n e^{-in\omega_0 t} + c.c., \quad (6.2)$$

где функции $f^{(n)} = f^{(n)}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t)$ изменяются слабо за время $\sim 1/\omega_0$:

$$\left| \frac{\partial \ln f^{(n)}}{\partial t} \right|, \left| \frac{\partial \ln E_n}{\partial t} \right| \ll \omega_0. \quad (6.3)$$

Разложение вида (6.2) и неравенство (6.3) выполняются и для магнитного поля \mathbf{B} . Поскольку функции f , \mathbf{E} и \mathbf{B} - вещественны, то естественно принять $f^{(0)} = f^{(0)*}$, $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0^*$, $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_0^*$. Считая поле на частоте ω_0 сравнительно слабым, влиянием высших гармоник поля с $n \geq 2$ и поправками к функции распределения на частотах $n\omega_0 \geq 2\omega_0$ будем пренебрегать. Тогда, для функций $f^{(0)}$ и $f^{(1)}$ имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} - St(f^{(0)}) - \\ - St(f^{(0)}, f^{(0)}) = -\frac{1}{4m} \mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(1)*}}{\partial \mathbf{v}} - c.c. + \frac{1}{4} St(f^{(1)*}, f^{(1)}) + c.c., \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} -i\omega_0 f^{(1)} + \frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial f^{(1)}}{\partial \mathbf{v}} - St(f^{(1)}) - \\ - St(f^{(1)}, f^{(0)}) - St(f^{(0)}, f^{(1)}) = -\frac{1}{m} \mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Примем, что частота ω_0 достаточно велика и выполнены неравенства

$$\omega_0 \gg \left| \mathbf{v} \frac{\partial \ln f^{(1)}}{\partial \mathbf{r}} \right|, \left| \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial \ln f^{(1)}}{\partial \mathbf{v}} \right|, \nu_{eff}. \quad (6.6)$$

Принимая во внимание неравенства (6.3), (6.6) из (6.5) находим

$$\begin{aligned} f^{(1)} \simeq & -\frac{i}{m\omega_0} \mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} - \frac{1}{m\omega_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \left(\mathbf{F}_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f^{(0)} + \\ & + \frac{1}{m\omega_0^2} \left[St \left(\mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} \right) + St \left(\mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}}, f^{(0)} \right) + St \left(f^{(0)}, \mathbf{F}_1 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6.7)$$

При этом, в соответствии с неравенством (6.3) и уравнением (2.6) для силы \mathbf{F}_1 (2.12) имеем

$$\mathbf{F}_1 = e\mathbf{E}_1 - e \frac{i}{\omega_0} \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) [\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{E}_1]. \quad (6.8)$$

Соотношение (6.7) позволяет исключить $f^{(1)}$ из уравнения (6.4) и получить замкнутое уравнение для $f^{(0)}$ вида

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f^{(0)}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} - St(f^{(0)}) - St(f^{(0)}, f^{(0)}) = \\ & = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} |\mathbf{v}_E|^2 \right) \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{8} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) V_{ij} \right] \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i \partial v_j} + \\ & + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial r_i \partial v_j} + \frac{1}{4} V_{ij} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_i \partial v_j} + \frac{1}{4} V_{ij} \frac{eB_{0k}}{mc} \varepsilon_{sik} \frac{\partial^2 f^{(0)}}{\partial v_s \partial v_j} - \\ & - \frac{1}{4} V_{ij} \left[\frac{\partial}{\partial v_i} St \left(\frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j} \right) - St \left(\frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_i}, \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j} \right) + \frac{\partial}{\partial v_i} St \left(\frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j}, f^{(0)} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial v_i} St \left(f^{(0)}, \frac{\partial f^{(0)}}{\partial v_j} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6.9)$$

По своей структуре уравнение (6.9) подобно полученному в работе [77]. Однако, оно записано для высокочастотного поля вида (6.2), что удобно при рассмотрении воздействия поля произвольной поляризации. В отличие от уравнения для $f^{(0)}$, приведенного в работе [102], уравнение (6.9) учитывает влияние квазистационарного магнитного поля \mathbf{B}_0 , что необходимо при рассмотрении аперидической неустойчивости.

Переходя к рассмотрению следствий уравнения (6.9) примем, что кратность ионизации ионов Z велика и выполнено условие (2.13). Ограничимся обсуждением условий, в которых высокочастотное поле приводит к малым отклонениям функции распределения $f^{(0)}$ от стационарного и однородного распределения Максвелла f_m . При рассмотрении воздействия импульсов, длительность которых меньше или порядка времени свободного пробега электронов, малость отличия $f^{(0)}$ от f_m заведомо имеет место, если выполнено неравенство (2.26), а длина свободного пробега $l(v)$ меньше масштаба неоднородности высокочастотного поля d , то есть верно неравенство (4.6).

В этих условиях, решение уравнения (6.9) ищем в виде (4.4). В дальнейшем явный вид функции δf_0 не нужен. Для написания приближенного выражения для δf_a понадобится явный вид интеграла столкновений электронов с ионами (2.4), который не учитывает малую неупругость столкновений. Принимая во внимание неравенства (2.13), (2.26), (4.6) и соотношения (2.4), (4.4) из (6.9) находим малую анизотропную поправку δf_a , которая описывается вторым и четвертым слагаемыми выражения (2.25)

$$\delta f_a = \frac{1}{8} V_{ij}(t) T_{ij} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right] - \frac{1}{8} \int_{t_0}^t dt' \exp[-3\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') T_{ij} \frac{\nu(v)}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right]. \quad (6.10)$$

В (6.10) учтено, что в момент $t = t_0$ - начала воздействия высокочастотного поля функция $\delta f_a(t = t_0) = 0$.

6.2 Вычисление инкремента аperiodической неустойчивости

Рассмотрим возможность развития аperiodической неустойчивости в плазме взаимодействующей с импульсом высокочастотного излучения, когда для медленно изменяющейся части функции распределения имеет место

уравнение (6.9), а его приближенное решение описывается соотношениями (4.4), (6.10). Возмущение квазистационарного электромагнитного поля представим в виде

$$\delta\mathbf{E}, \delta\mathbf{B} \sim \exp \left[i\mathbf{k}\mathbf{r} + \int_{t_0}^t dt' \gamma(t') \right], \quad (6.11)$$

где \mathbf{k} - волновой вектор возмущений, $\gamma = \gamma(t)$ - зависящий от времени инкремент неустойчивости. При этом интересуемся чисто поперечными возмущениями для которых $(\mathbf{k} \delta\mathbf{E}) = 0$, а $\delta\mathbf{B}$ ортогонально вектору напряженности высокочастотного поля $(\mathbf{E}_1 \delta\mathbf{B}) = 0$. Тогда, пренебрегая малым током смещения, из (2.6) - (2.8) для $\delta\mathbf{E}$ и $\delta\mathbf{B}$ имеем

$$i[\mathbf{k} \times \delta\mathbf{E}] = -\frac{\gamma}{c} \delta\mathbf{B}, \quad (6.12)$$

$$i[\mathbf{k} \times \delta\mathbf{B}] = \frac{4\pi}{c} e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \delta F, \quad (6.13)$$

где δF - создаваемое полями $\delta\mathbf{E}$ и $\delta\mathbf{B}$ возмущение распределения электронов, которое имеет такую же зависимость от координат и времени, как и поля (6.11). Волновые числа возмущений и инкремент неустойчивости считаем достаточно большими:

$$|\mathbf{k}\mathbf{v}| \gg \gamma \gg \nu(v), v_E^2/\nu d, v_E^2/v^2 t_p, \quad (6.14)$$

при этом считаем, что характерное время изменения V_{ij} сравнимо с длительностью импульса t_p . В этих условиях для возмущения δF из (6.9) имеем:

$$\begin{aligned} (\gamma + i\mathbf{k}\mathbf{v})\delta F = & -\frac{e}{m} \delta\mathbf{E} \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} - \frac{e}{mc} \left([\mathbf{v} \times \delta\mathbf{B}] \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \delta f_a + \\ & + \frac{e}{4mc} V_{ij} [\mathbf{v} \times \delta\mathbf{B}]_i v_j \left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{v} \frac{\partial f_m}{\partial v} \right) \right], \end{aligned} \quad (6.15)$$

где δf_a - описывается формулой (6.10). При написании (6.15) учтена близость $f^{(0)}$ к f_m . Содержащее γ малое слагаемое в уравнении (6.15) удержано

для регуляризации вклада в δF , возникающего из-за возмущения электрического поля $\delta \mathbf{E}$. При вычислении такого вклада воспользуемся приближенным соотношением

$$\frac{1}{i\mathbf{k}\mathbf{v} + \gamma} \cong -i \text{P} \left(\frac{1}{\mathbf{k}\mathbf{v}} \right) + \pi \delta(\mathbf{k}\mathbf{v}), \quad (6.16)$$

где символ P обозначает главное значение. Уравнение (6.12) позволяет исключить $\delta \mathbf{E}$ из уравнения (6.15). Далее, учтя соотношения (6.10), (6.16) и вычислив плотность тока, из (6.13) находим

$$\begin{aligned} [\mathbf{k} \times \delta \mathbf{B}] = & \frac{\gamma \pi \omega_p^2}{n_e c^2 k^2} \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \delta(\mathbf{k}\mathbf{v}) \left([\mathbf{k} \times \delta \mathbf{B}] \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{v}} \right) - \\ & - \frac{\omega_p^2}{4n_e c^2} \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \frac{1}{(\mathbf{k}\mathbf{v})} \int_{t_0}^t dt' \exp[-3\nu(v)(t-t')] V_{ij}(t') [\mathbf{v} \times \delta \mathbf{B}]_i v_j \times \\ & \times \frac{\nu(v)}{v^7} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^5 \frac{\partial f_m}{\partial v} \right). \end{aligned} \quad (6.17)$$

Принимая во внимание соотношения $(\mathbf{k} \delta \mathbf{B}) = (\mathbf{E}_1 \delta \mathbf{B}) = 0$ и $[\mathbf{k} \times \delta \mathbf{B}] \neq 0$, после интегрирования по углам вектора скорости из (6.17) находим инкремент неустойчивости

$$\gamma(\mathbf{k}, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} k v_T \left\{ P_{ij} \Phi_{ij} - \frac{k^2 c^2}{\omega_p^2} \right\}, \quad (6.18)$$

$$P_{ij} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{t_0}^t dt' \frac{V_{ij}(t')}{12v_T^2} \int_0^\infty \frac{du}{u} (6 - u^2) \exp \left[-\frac{u^2}{2} - 3\nu u^{-3}(t-t') \right], \quad (6.19)$$

$$\Phi_{ij} = k^{-2} \left\{ [\mathbf{k} \times \mathbf{b}]_i [\mathbf{k} \times \mathbf{b}]_j - k_i k_j \right\}, \quad (6.20)$$

где $\mathbf{b} = \delta \mathbf{B} / \delta B$. Тензор Φ_{ij} не зависит от модуля волнового числа k и описывает изменение γ при изменении направлений векторов \mathbf{k} и $\delta \mathbf{B}$ относительно векторов \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_1^* (см. (2.20)). Максимальное значение инкремента достигается тогда, когда максимальна величина $\Phi_{ij} V_{ij}$. Например,

если высокочастотное излучение имеет линейную поляризацию, то максимум $\Phi_{ij}V_{ij}$ достигается при $\theta = \pi/2$, где θ - угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{E}_1 . При этом $\delta\mathbf{V}$ ортогонально \mathbf{k} и \mathbf{E}_1 .

Поскольку в формуле (6.18) $\Phi_{ij}P_{ij}$ не зависит от модуля k , то максимум инкремента достигается при

$$k_{max} = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{1}{3} \Phi_{ij} P_{ij} \right)^{1/2}, \quad (6.21)$$

и равен:

$$\gamma_{max} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{3} \right)^{3/2} \omega_p \frac{v_T}{c} (\Phi_{ij} P_{ij})^{3/2}. \quad (6.22)$$

Согласно (6.21), (6.22) k_{max}^{-1} - характерный пространственный масштаб нарастающих возмущений поля и максимальное значение инкремента γ_{max} зависят от параметра $\Phi_{ij}P_{ij}$, величина которого изменяется во времени. Отметим, что в соответствии с неравенством (6.14), содержащим время t_p , изменение $\Phi_{ij}P_{ij}$ должно быть достаточно медленным.

Имея в виду приведенные выше комментарии к формуле (6.18), рассмотрим подробнее поведение функции P_{ij} (6.19). Считая выполненными неравенства $\nu t_p \gg 1$ и $\nu(t - t_0) \gg 1$, из (6.19) приближенно имеем

$$P_{ij} = \frac{V_{ij}(t)}{12v_T^2}, \nu t_p \gg 1, \nu(t - t_0) \gg 1. \quad (6.23)$$

При получении (6.23) из (6.19) выполнено интегрирование по t' и u . При этом от интегрирования по области $u \leq 0.4$ или $v \leq 0.4v_T$ вклад в интеграл составляет $\sim 20\%$, от области $0.4 \leq u \leq 1.4$ или $0.4v_T \leq v \leq 1.4v_T$ имеем вклад $\sim 50\%$ и от области $1.4 \leq u \leq 1.7$ или $1.4v_T \leq v \leq 1.7v_T$ еще $\sim 20\%$. Отсюда можно видеть какие значения скорости и с какой степенью точности следует подставлять в неравенства (2.26), (4.6), (6.6) и (6.14). Соотношение (6.23) отвечает результату работы [77], но в отличие от [77] содержит ограничение на длительность импульса и время прошедшее с момента включения поля. В соответствии с неравенством $\nu t_p \gg 1$ формула (6.23) позволяет рассматривать аperiодическую неустойчивость в поле

лазерного импульса длительность которого t_p больше времени свободного пробега тепловых электронов τ_{ei} .

На небольших временах, когда $\nu(t - t_0) \ll 1$, из (6.19) находим

$$P_{ij} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \nu \int_{t_0}^t dt' \left\{ 2 \ln \left[\frac{\sqrt{8}}{3\nu(t-t')} \right] - 5C - 1 \right\} \frac{V_{ij}(t')}{12v_T^2}, \quad \nu(t - t_0) \ll 1, \quad (6.24)$$

где $C \simeq 0.577$ - постоянная Эйлера. При получении (6.24) из (6.19) эффективное интегрирование происходит по области ограниченной неравенствами $[3\nu(t-t')]^{1/3} \lesssim u \lesssim \sqrt{2}$ или $[3\nu(t-t')]^{1/3} v_T \lesssim v \lesssim 1.4v_T$. Именно для таких скоростей должны выполняться неравенства (2.26), (4.6), (6.6) и (6.14). Соотношение (6.24) записано без дополнительных предположений о величине параметра νt_p . Вместе с тем, характеризующее длительность импульса время t_p определяет область интегрирования по t' в формуле (6.24). В частности, для короткого импульса из (6.24) имеем

$$P_{ij} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \nu \left\{ 2 \ln \left[\frac{\sqrt{8}}{3\nu(t-t_0)} \right] - 5C - 1 \right\} \int_{t_0}^t dt' \frac{V_{ij}(t')}{12v_T^2}, \quad \nu t_p \ll \nu(t-t_0) \ll 1. \quad (6.25)$$

Поскольку время воздействия высокочастотного поля ограничено величиной t_p , то на временах больших t_p интегральное слагаемое в формуле (6.25), по-существу от времени не зависит. Выражение (6.25) отвечает результату работы [78], полученному без учета влияния квазистационарного магнитного поля на движение электронов в высокочастотном поле. Последнее не удивительно, так как на временах больших t_p воздействие высокочастотного поля прекращается. Если же $\nu(t-t_0) \ll \nu t_p$, то необходим учет влияния магнитного поля на воздействие высокочастотного поля. В этих условиях, пренебрегая изменением $V_{ij}(t)$ за время $t - t_0$, из (6.24) имеем

$$P_{ij} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V_{ij}(t)}{12v_T^2} \nu(t-t_0) \left\{ 2 \ln \left[\frac{\sqrt{8}}{3\nu(t-t_0)} \right] - 5C + 1 \right\}, \quad \nu(t-t_0) \ll 1, \nu t_p. \quad (6.26)$$

Выражение (6.26) отличается от формулы (23) работы [78], полученной в пренебрежении влиянием магнитного поля на быстропеременное движение электронов. Для длинного импульса $\nu t_p \gg 1$ и на временах $\nu(t - t_0) \gg 1$ необходимость учета такого влияния указана в работе [77], что проявилось в уменьшении выражения (6.23) по сравнению с установленным в более ранних работах [74-76] в три раза.

В поле короткого импульса интегрирование по t' в формуле (6.19) ограничено длительностью импульса t_p . С учетом такого ограничения при $\nu(t - t_0) \gg 1$ из (6.19) находим

$$P_{ij} \simeq \frac{2}{\sqrt{5}} \left[\nu \int_{t_0}^t dt' \frac{V_{ij}(t')}{12\nu_T^2} \right] \left\{ \frac{6}{[9\nu(t - t_0)]^{1/5}} - [9\nu(t - t_0)]^{1/5} \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{5}{6} [9\nu(t - t_0)]^{2/5} \right\}. \quad (6.27)$$

Из формулы (6.27) видно, что при $\nu(t - t_0) > 4\sqrt{6}$ функция P_{ij} становится отрицательной. На таких временах имеет место экспоненциально быстрое изменение P_{ij} по абсолютной величине. Если же, несмотря на экспоненциальную малость P_{ij} , в каком-то интервале остаются выполненными неравенства (6.14), то в этом интервале также возможно развитие апериодической неустойчивости, но для возмущений поля иной конфигурации, когда величина $\Phi_{ij}P_{ij}$ отрицательна. В частности при воздействии линейно поляризованного высокочастотного поля максимум $-\Phi_{ij}P_{ij}$ достигается при $\theta = 0$, когда вектор \mathbf{k} параллелен \mathbf{E}_1 . Заметим, что возможность генерации магнитного поля при $\Phi_{ij}P_{ij} < 0$ имеет место и для длинного импульса при его достаточно быстром выключении. Последнее возможно когда $\nu(t - t_0 - t_p) \gg 1$ (см. далее рисунок 10).

Приведем пример поведения функции P_{ij} в случае, когда тензор осцилляторных скоростей изменяется во времени по закону Гаусса (4.14). На рисунке 9 приведен график функции $P = P(\nu t, \nu t_p)$, которая связана с P_{ij}

соотношением

$$P_{ij} = \frac{V_{ij}(\mathbf{r})}{12v_T^2} P. \quad (6.28)$$

Сплошные кривые на рисунке 9 иллюстрируют изменение P во времени и отвечают $\nu t_p = 0.1$ и $\nu t_p = 1$. На вставке к рисунку 9 приведена та же функция, но при $\nu t_p = 0.01$. Пунктирные кривые на рисунке 9 отвечают функции $\exp(-t^2/t_p^2)$ и позволяют видеть как изменяется во времени плотность энергии высокочастотного поля. На рисунке 9 невидно изменение знака функции P_{ij} , так как оно происходит при $\nu(t - t_0) > 4\sqrt{6} \simeq 10$. Для визуализации возможности смены знака на рисунке 10 приведены те же кривые, что на рисунке 9, но при $\nu t_p = 10$. Смена знака функции P отчетливо видна на вставке к рисунку 10. В отличие от формулы (6.27) рисунок 10 иллюстрирует возможность смены знака и для импульса длительность которого больше времени свободного пробега тепловых электронов.

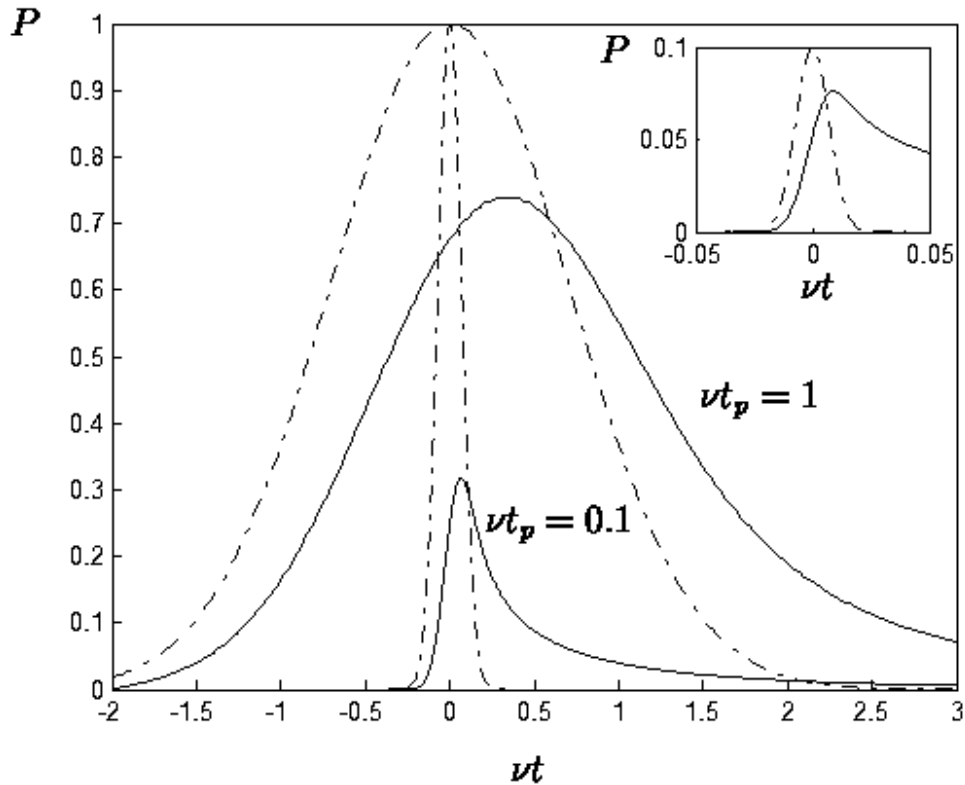


Рисунок 9. Зависимость функции P (6.28) от времени. Пунктирные кривые отвечают функции $\exp(-t^2/t_p^2)$.

При этом в области, где P имеет отрицательный знак, инкремент неустойчивости весьма мал.

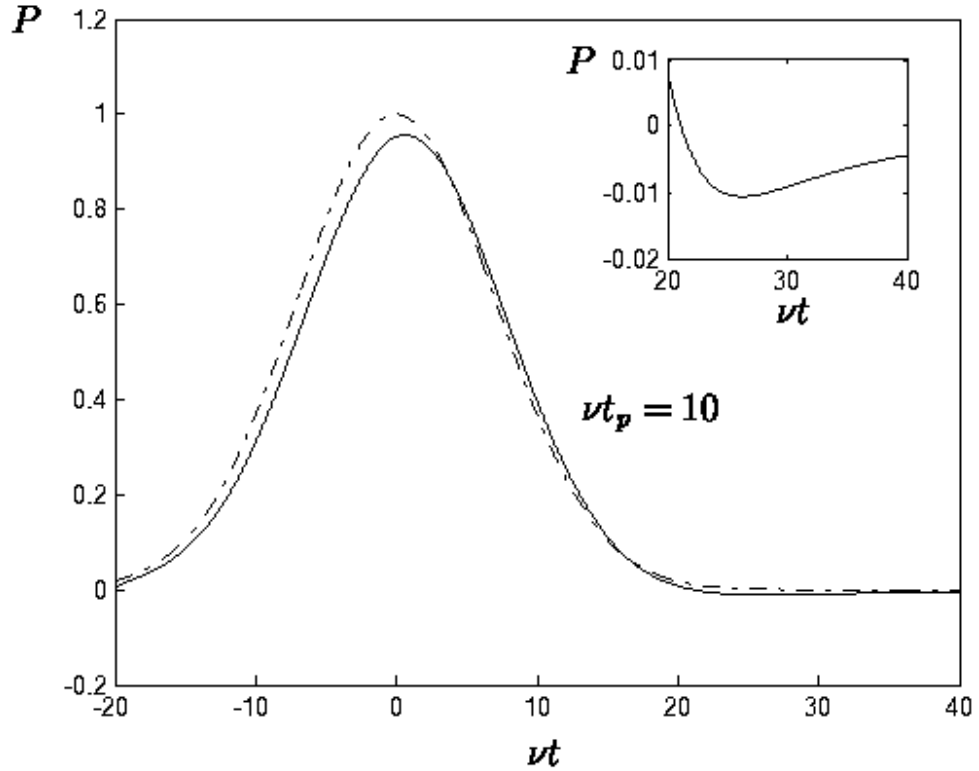


Рисунок 10. Те же функции, что на рисунке 9, но при $\nu t_p = 10$.

6.3 Обсуждение и численные оценки

Обсудим условия в которых возможно проявление описанных выше закономерностей возникновения аperiodической неустойчивости в поле короткого импульса, когда $\nu t_p \lesssim 1$. Для максимального инкремента неустойчивости возможна оценка $\gamma_{max} \sim (\omega_p/27\sqrt{\pi})(v_T/c)$, где учтено неравенство $v_E \lesssim v_T$ (2.26), отвечающее верхней границе применимости теории по напряженности высокочастотного электрического поля. При рассмотрении неустойчивости считались выполненными неравенства (6.14), из которых следуют ограничения на частоту столкновений ν , длительность лазерного импульса t_p и размер области локализации поля d . Полагая $v_E \simeq v_T$ из (6.14) имеем ограничения на размер d ,

$$d > 27\sqrt{\pi}\frac{c}{\omega_p}, \quad (6.29)$$

и длительность импульса t_p ,

$$t_p > \frac{27\sqrt{\pi}}{\omega_p} \frac{c}{v_T}. \quad (6.30)$$

В свою очередь малость частоты столкновений по сравнению с γ_{max} имеет место, если

$$\frac{4\sqrt{\pi}}{27} \frac{v_T}{c} n_e r_D^3 \gg Z, \quad (6.31)$$

где $r_D = v_T/\omega_p$ - дебаевский радиус электронов. Отметим, что при $\nu t_p \lesssim 1$ неравенство (6.30) выполняется автоматически, если выполнено неравенство (6.31). Из (6.31) следует, что установленные в работе закономерности могут иметь место в высокотемпературной плазме небольшой плотности и с не слишком большими Z . Например, для плазмы с параметрами, близкими к имеющим место в экспериментах, направленных на исследование нелинейно - оптических явлений, можно принять $n_e \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T \simeq 1 \text{ кэВ}$ и $Z = 5$. Тогда для ν и γ_{max} и k_{max} имеем: $\nu \sim 8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $\gamma_{max} \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $k_{max} \sim 1.6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. При этом уже при $t_p < 10$ псек длительность импульса меньше времени свободного пробега. Если $\nu t_p \sim 1$, то для выбранных условий $2\gamma_{max}t_p = 10$ и плотность энергии квазистационарного магнитного поля за время действия импульса может вырасти почти в 10^4 раз. Такое усиление возможно на линейной стадии неустойчивости. Если же до выключения импульса произойдет переход к нелинейной стадии неустойчивости, то базируясь на результатах численного исследования аperiodической неустойчивости [106], можно дать оценку максимальной величины генерируемого магнитного поля. Согласно [106], на нелинейной стадии плотность энергии магнитного поля составляет ~ 0.1 от степени анизотропии давления электронов. В частности, для импульса линейно поляризованного излучения имеем: $\delta B^2/8\pi \sim 0.1 n_e m v_E^2/3$. Отсюда при $v_E \simeq v_T$ и для выбранных параметров плазмы получаем $\delta B \sim 10^5 \text{ Гс}$. В процессе развития

неустойчивости формируется магнитное поле в виде слоистой структуры. Характерная толщина слоя составляет $\sim \pi/k_{max} \sim 20$ мкм. Такое изменение поля в пространстве может быть обнаружено по измерению вращения плоскости поляризации пробного сфокусированного коротковолнового излучения (см., например, экспериментальную работу [11]). Поскольку время существования неравновесной конфигурации магнитного поля не меньше $\sim 1/\nu \sim 10$ пс, то достаточно использовать пробный импульс длительностью менее 10 пс. Для $\nu t_p \sim 0.6$ величина P_{ij} (6.19) составляет менее 0.7 от известной [77] (см. выражение (6.23)). С уменьшением длительности импульса отличие становится еще больше. Последнее видно из формул (6.25), (6.26) и рисунка 9. Поскольку при оценках считалось $v_E \simeq v_T$, то при $Z = 5$ и $T \simeq 1$ кэВ для излучения с частотой $\omega_0 \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ имеем оценку для плотности потока энергии в импульсе $I = cE_1^2/8\pi \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Отметим, что при такой частоте излучения ω_0 и для выбранных параметров плазмы условия (6.6) выполнены с большим запасом. Наконец, ограничение на масштаб неоднородности поля (6.29) выполнено если $d \gtrsim 0.7 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Несколько более сильное ограничение на d возникает из требования малости длины свободного пробега электронов (4.6), которое для выбранных значений плотности и температуры сводится к неравенству $d \gtrsim 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. То есть, речь идет о взаимодействии короткого лазерного импульса с приготовленной относительно однородной разреженной горячей плазмой. В эксперименте помимо аperiodической неустойчивости есть и другие причины генерации магнитного поля. Прежде всего, это квазистационарные токи, возникающие при ponderomotorном воздействии лазерного импульса [2,5,47,104]. Создаваемые такими токами магнитные поля имеют простую конфигурацию. Их величина зависит от степени неоднородности поля лазерного импульса. Поэтому при достаточно слабой фокусировке их величина будет меньше, чем величина поля возникающего при развитии аperiodической неустойчивости. Еще одной причиной, имеющей важное значение для экспериментов по взаимодействию мощных лазерных импульсов

с плазмой, является генерация быстрых электронов (см., например, [105]). Возникающие при этом токи и магнитные поля имеют простую геометрию, а сам эффект ярко выражен при большой плотности потока лазерного излучения, когда амплитуда скорости осцилляций электронов сравнима со скоростью света. В обсуждаемых нами условиях плотность потока энергии в импульсе на три порядка меньше, что позволяет ограничиться обсуждением лишь токов, обусловленных движением основной массы электронов [2,5,47,104].

Заканчивая обсуждение, отметим, что в предложенном выше теоретическом рассмотрении не учитывалась возможность существенных отклонений функции распределения электронов от максвелловской, что имеет место при обратнотормозном поглощении достаточно сильного электромагнитного излучения, (подробнее см. [72,83]). Изучение таких условий - предмет отдельного рассмотрения.

7 Аномальное уменьшение теплового потока при столкновительном поглощении импульса высокочастотного излучения

В **главе 7** исследован тепловой поток 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 условиях отсутствия тока. В **разделе 7.2** при помощи малой поправки к функции распределения найден тепловой поток. Показано, что существует временной интервал, в котором абсолютная величина теплового потока значительно меньше, чем было выявлено ранее, а при очень большой кратности ионизации ионов даже изменяет знак. Выполнены численные расчеты плотности теплового потока для нескольких величин кратности ионизации ионов Z и нескольких отношений v_E к v_T . Показано, что 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 [85,87-89]. Величина относительного уменьшения q тем больше, чем больше Z . При малых значениях v_E/v_T относительное уменьшение q проявляется наиболее ярко. В **разделе 7.3** приведены численные оценки параметров рассматриваемых плазм и сделаны основные выводы **главы 7**.

7.1 Основные уравнения

Примем, что электрическое поле в плазме имеет вид (4.1) и напряженность поля \mathbf{E} слабо изменяется за время $1/\omega_0$. Одной из основных причин погло-

щения такого поля в плазме являются столкновения электронов с ионами. Поглощение поля сопровождается нагревом электронов, который приводит к изменению их функции распределения. В линейном приближении по интенсивности воздействующего поля эволюция слабо изменяющейся за время $1/\omega_0$ изотропной части функции распределения $f_0 = f_0(v, t)$ описывается уравнением [83]

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - St[f_0, f_0] = \frac{e^2 |\mathbf{E}|^2}{6m^2 v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{v^2 \nu(v)}{\omega_0^2 + \nu^2(v)} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right]. \quad (7.1)$$

Здесь $St[f_0, f_0]$ - электрон-электронный интеграл столкновений:

$$St[f_0, f_0] = \frac{4\pi}{3n_e} v \nu_{ee}(v) \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \left[v^2 \int_v^\infty dv' v' f'_0 + v^{-1} \int_0^v dv' v'^4 f'_0 \right] \frac{\partial f_0}{\partial v} + 3f_0 \int_0^v dv' v'^2 f'_0 \right\}, \quad (7.2)$$

в котором функция f'_0 зависит от v' , а $\nu_{ee}(v)$ - частота электрон-электронных столкновений. Уравнение (7.1) позволяет рассмотреть нагрев электронов на временах больших $1/\nu(v)$

$$t > 1/\nu(v). \quad (7.3)$$

Примем, что $Z \gg 1$ и в пренебрежении слабым изменением кулоновского логарифма частота $\nu(v)$ в Z раз больше частоты электрон-электронных столкновений.

Если поглощаемое высокочастотное электромагнитное поле локализовано в ограниченной области пространства, то происходит неоднородный нагрев электронов. Ограничимся обсуждением случая, когда $|\mathbf{E}|^2$ и f_0 слабо неоднородны вдоль оси OZ . То есть, примем, что длина свободного пробега электронов $l(v)$ достаточно мала и удовлетворяет неравенству

$$l(v) \ll d_z / \sqrt{Z}, \quad (7.4)$$

где $d_z = |\partial \ln f_0 / \partial z|^{-1}$ - масштаб неоднородности функции f_0 . Отметим, что неравенство (7.4) позволяет использовать уравнение (7.1), которое не

учитывает зависимость f_0 от координаты. Из-за слабой неоднородности распределения электронов возникает малая анизотропная добавка δf_a к функции f_0 . В обсуждаемых условиях на временах удовлетворяющих неравенству (7.3) для малой анизотропной добавки δf имеем

$$\delta f_a = -\frac{\cos \theta}{\nu(v)} \left(v \frac{\partial f_0}{\partial z} + \frac{eE_0}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right), \quad |\delta f_a| \ll f_0, \quad (7.5)$$

где E_0 - квазистационарное электрическое поле, возникающее из-за неоднородности распределения электронов. Поправка δf_a определяет электронные потоки заряда и тепла вдоль направления неоднородности. Подобно работам [82,87] (см, также, [88,89]) при обсуждении электронного переноса тепла примем, что электрическое поле E_0 обеспечивает равенство нулю плотности тока, то есть рассмотрим тепловой поток в отсутствии изменения плотности заряда. Принимая во внимание соотношение (7.5), из условия отсутствия тока

$$j = e \int dv v \cos \theta \delta f_a = 0, \quad (7.6)$$

находим поле E_0

$$E_0 = \frac{m}{6e} \left[\int_0^\infty dv v^5 f_0 \right]^{-1} \left[\int_0^\infty dv v^7 \frac{\partial f_0}{\partial z} \right]. \quad (7.7)$$

Далее, используя соотношения (7.5) и (7.7), для плотности потока тепла q имеем

$$q = \frac{m}{2} \int dv v^3 \cos \theta \delta f_a = -\frac{2\pi m}{3v^3 \nu(v)} \left\{ \int_0^\infty dv v^9 \frac{\partial f_0}{\partial z} - \frac{4}{3} \left[\int_0^\infty dv v^7 f_0 \right] \left[\int_0^\infty dv v^5 f_0 \right]^{-1} \int_0^\infty dv v^7 \frac{\partial f_0}{\partial z} \right\}. \quad (7.8)$$

Формула (7.8) и уравнение (7.1) позволяют описать перенос тепла в слабо неоднородной плазме (см.(7.4)) на временах больших времени свободного

пробега электронов (см.(7.3)). При этом, зависящие от скорости электрона v , неравенства (7.3) и (7.4) должны выполняться для электронов дающих основной вклад в плотность потока тепла. Ранее уравнение (7.1), дополненное модельным нестационарным уравнением для теплового потока либо нестационарным уравнением для δf_a [85], использовалось для описания переноса тепла и на временах меньших времени свободного пробега, когда нарушено неравенство (7.3). Большое число работ (см., например, [90,91,107,108]) посвящено изучению ограничения теплового потока в условиях, когда нарушено неравенство (7.4). В отличие от этих работ, предлагаемое здесь рассмотрение не претендует на описание переноса тепла в условиях, когда нарушено неравенство (7.3) или (7.4).

7.2 Перенос тепла при поглощении импульса высокочастотного излучения

Рассмотрим воздействие на плазму импульса конечной длительности, когда плотность потока излучения изменяется во времени и поглощение поля происходит в течение ограниченного интервала времени. При поглощении коротких импульсов высокочастотного излучения малой интенсивности возникают лишь небольшие отклонения функции распределения от исходной максвелловской f_m . Это позволяет представить функцию распределения в виде

$$f_0 = f_m + \delta f_0, \quad |\delta f_0| \ll f_m. \quad (7.9)$$

При этом для δf_0 имеем линейное интегральное уравнение вида

$$\frac{\partial \delta f_0}{\partial t} - St[\delta f_0, f_m] - St[f_m, \delta f_0] = \frac{v_E^2(z, t)}{6\nu v_T} \nu f_m. \quad (7.10)$$

При упрощении правой части уравнения (7.10) учтено, что частота поля много больше частоты столкновений $\omega_0 \gg \nu$. Электроны с $v < v_T(\nu/\omega_0)^{1/3} \ll v_T$ несут незначительный вклад. Более простым становится и выраже-

ние для плотности теплового потока (7.8)

$$q = -\frac{2\pi m}{3\nu v_T^3} \int_0^{\infty} dv v^7 (v^2 - 8v_T^2) \frac{\partial}{\partial z} \delta f_0. \quad (7.11)$$

На временах больших $\tau_\varepsilon(v)$ - времени релаксации энергии электронов, когда

$$t > \tau_\varepsilon(v) \simeq \nu_{ee}^{-1}(v), \quad \nu_{ee}(v) \simeq \nu(v)/Z, \quad (7.12)$$

распределение электронов становится близким к максвелловскому в интервале скоростей $v < v_{min}(t)$ (см.(7.13)). Для таких скоростей решение уравнения (7.10) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \delta f_0 &= \frac{\delta T}{T} \left(\frac{v^2}{2v_T^2} - \frac{3}{2} \right) f_m, \\ v < v_{min}(t) &\equiv v_T (\nu t / Z)^{1/3}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

В (7.13) δT - малое приращение температуры зависит от времени

$$\delta T \equiv \delta T(z, t) = \frac{2m\nu}{9\sqrt{2\pi\kappa}} \int_{t_0}^t dt' v_E^2(z, t'). \quad (7.14)$$

Полагая, что распределение (7.13) имеет место для электронов дающих основной вклад в плотность потока тепла (7.11), находим

$$q = -\frac{128}{9\pi} n_e \kappa T \frac{\partial}{\partial z} \int_{t_0}^t dt' v_E^2(z, t') \equiv -\lambda_{s-H} \frac{\partial \delta T}{\partial z}, \quad (7.15)$$

где $\lambda_{s-H} = 128 n_e \kappa^2 T (\sqrt{2\pi} m \nu)^{-1}$ - коэффициент теплопроводности Спитцера-Харма [82].

Напротив, в ограниченном временном интервале, когда время меньше времени релаксации энергии $\tau_\varepsilon(v)$ (7.12), но больше времени релаксации импульса $\tau_{ei}(v)$ (7.3),

$$\tau_\varepsilon(v) > t > \tau_{ei}(v), \quad (7.16)$$

в уравнении (7.10) можно пренебречь электрон-электронными столкновениями. В плазме с $Z \gg 1$ интервал (7.16) весьма широк. При этом в диапазоне скоростей $v_{max}(t) > v > v_{min}(t)$ решение приближенного уравнения (7.10) имеет вид

$$\delta f_0 = f_m \frac{\nu}{6\nu v_T} \int_{t_0}^t dt' v_E^2(z, t'),$$

$$v_{max}(t) \equiv v_T (\nu t)^{1/3} > v > v_{min}(t). \quad (7.17)$$

Если распределение (7.17) реализуется для электронов определяющих величину плотности потока тепла, то из (7.11) получаем

$$q = \frac{5}{12} n_e \kappa T \frac{\partial}{\partial z} \int_{t_0}^t dt' v_E^2(z, t'). \quad (7.18)$$

Сравним выражения (7.18) и (7.15). Во-первых, по абсолютной величине результат (7.18) в $512/15\pi \simeq 11$ раз меньше. Во-вторых, тепловой поток (7.18) направлен в сторону возрастания плотности энергии поля. То есть, в ту часть области локализации поля, где максимально $3\kappa\Delta W/2$ приращение средней кинетической энергии электронов,

$$\Delta W = \frac{2}{3\kappa n_e} \int d\mathbf{v} \frac{m\nu^2}{2} \delta f_0 = \frac{2m\nu}{9\sqrt{2\pi\kappa}} \int_{t_0}^t dt' v_E^2(t'). \quad (7.19)$$

Отметим, что несмотря на отличие поправок (7.17) и (7.13) к функции распределения, приращения ΔW (7.19) и температуры (7.14) одинаковы по величине. Уменьшение абсолютной величины теплового потока и эффект изменения знака возникают из-за относительно быстрого формирования неравновесной поправки вида (7.17) к максвелловскому распределению электронов в интервале скоростей $v_{max}(t) > v > v_{min}(t)$ и при условии, что скорости электронов определяющих q (7.11) лежат в этом же интервале. В случае исходного максвелловского распределения электронов для переноса тепла наиболее существенны электроны со скоростями от $\sim 2v_T$ до $\sim 4v_T$.

Для плазм с $Z = 27$ и 64 отношение $v_{max}(t)/v_{min}(t) = 3$ и 4 , соответственно. Поэтому реализовать поток близкий по величине к потоку (7.18) можно лишь при очень больших Z и в коротком интервале времени.

Для плазм с не аномально большими Z можно ожидать, что в ограниченном интервале времени тепловой поток будет существенно меньше, чем q_{s-H} . Это положение иллюстрируют результаты численного решения уравнения (7.1) и вычисления плотности теплового потока (7.8). При численном решении считалось, что $\omega_0 = 100\nu$, $t_0 = -\sqrt{2}t_p$, а квадрат модуля напряженности поля имеет вид

$$|\mathbf{E}(z, t)|^2 = |\mathbf{E}_L|^2 \exp\left(-\frac{t^2}{t_p^2} - \frac{z^2}{d_z^2}\right), \quad (7.20)$$

где \mathbf{E}_L - амплитуда поля, t_p - характеризует время действия импульса, d_z - определяет размер области поглощения поля. В соответствии с неравенствами (7.3) и (7.4) расчеты выполнены при $\nu t_p = 64$ и $d_z = 256\sqrt{Z}l$. На рисунке 11 приведены графики функции q/q_{s-H} в зависимости от времени t/t_p , где величина q_{s-H} отвечает текущему значению эффективной температуры электронов, которая находится по средней кинетической энергии электронов (см. (7.19)). Кривые получены при $v_E/v_T = 0.2$ и отвечают $Z = 10, 20, 30$. Здесь и далее кривые построены при $z/d_z = 0.5$. Для других z/d_z , при которых плотность потока относительно велика, возникают аналогичные зависимости. Согласно рисунку 11 в течение характерного времени воздействия импульса тепловой поток существенно меньше классического q_{s-H} .

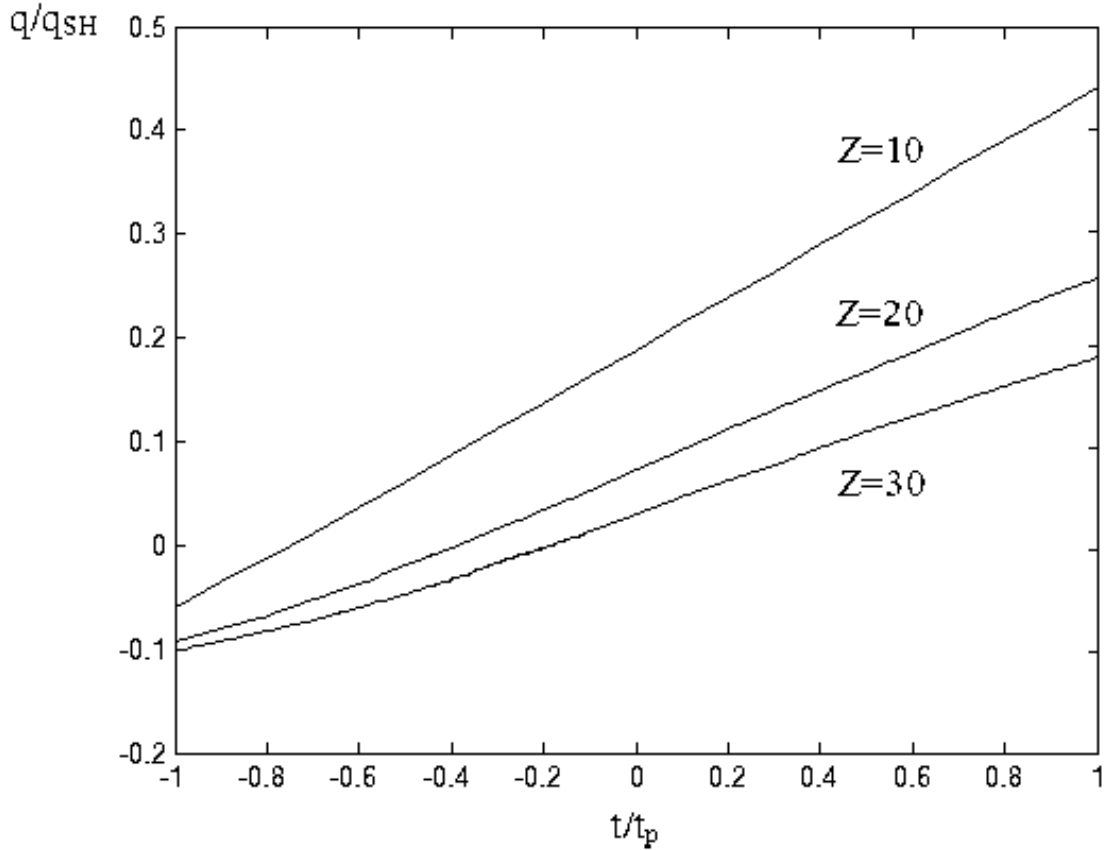


Рисунок 11 Изменение теплового потока за характерное время действия импульса. Кривые отвечают $v_E/v_T = 0.2$ и $Z = 10, 20, 30$.

Отличие q от q_{s-H} тем больше, чем больше кратность ионизации ионов Z . С течением времени величина теплового потока q приближается к q_{s-H} , что связано с увеличением доли электронов имеющих распределение близкое к максвелловскому. На рисунке 12 представлены зависимости q/q_{s-H} от t/t_p для $Z = 20$ и трех значений v_E/v_T : 0.1, 0.2 и 0.4. По мере увеличения v_E/v_T параметр Zv_E^2/v_T^2 изменяется от 0.2 до 3.2. Поэтому в течении воздействия импульса наряду с влиянием электрон-электронных столкновений при $v_E/v_T = 0.4$ существенной оказывается перестройка функции распределения из-за нагрева электронов при столкновительном поглощении поля. Это проявляется в эволюции отношения q/q_{s-H} (см. рисунок 12).

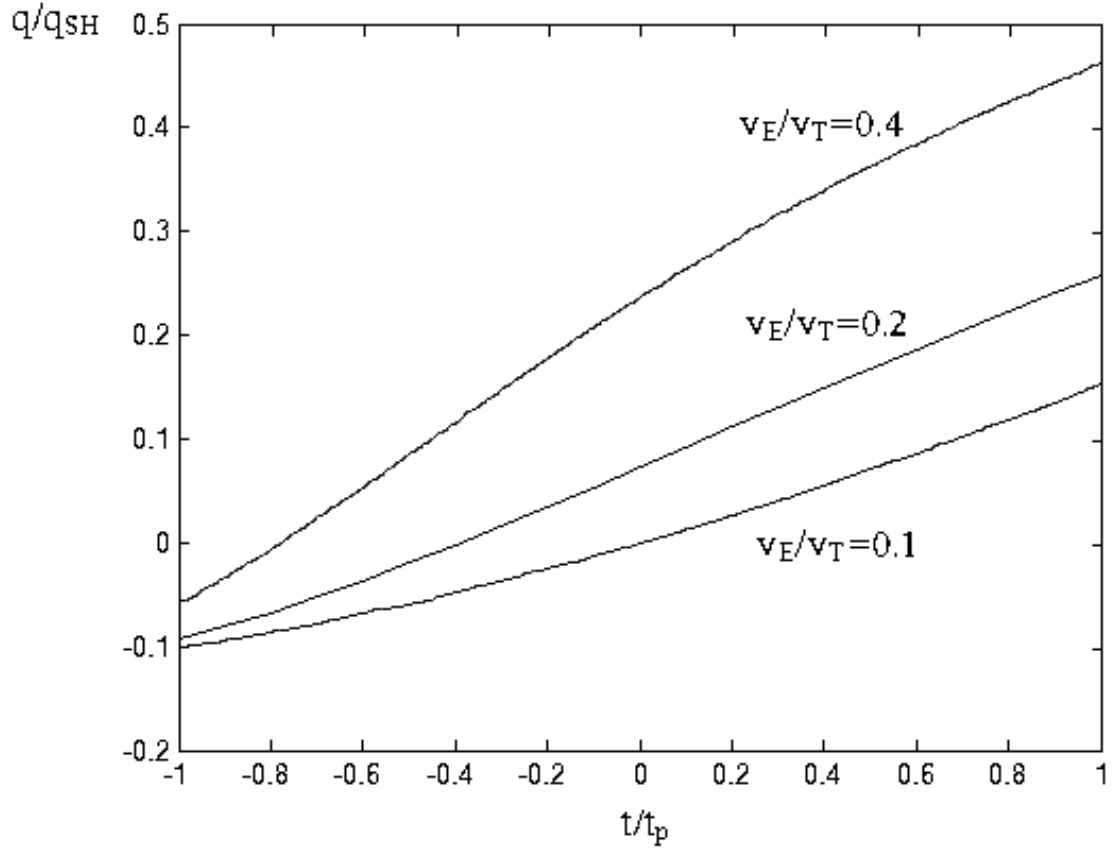


Рисунок 12 Те же зависимости, что на рисунке 11, но при $Z = 20$ и $v_E/v_T = 0.1, 0.2, 0.4$.

Согласно рис. 11 и 12 в течение воздействия импульса высокочастотного поля величина теплового потока может быть более чем на порядок меньше q_{sH} . Особенно сильное уменьшение потока q имеет место при больших Z , но малых Zv_E^2/v_T^2 . Причина уменьшения теплового потока - формирование слабо неравновесного распределения электронов вида (7.9), (7.17) в области скоростей от $\sim 2v_T$ до $\sim 4v_T$. На временах больших $\sim 64Z/\nu$ - времени релаксации энергии электронов с $v \sim 4v_T$ эффект уменьшения потока подавляется из-за приближения распределения электронов к максвелловскому.

7.3 Выводы и численные оценки

Приведем пример условий в которых возможно проявление описанных выше особенностей переноса тепла. В плазме с $Z = 10$, температурой $T \simeq 300$ эВ и плотностью $n_e \simeq 10^{21}$ см $^{-3}$ электронов для частоты столкновений и длины свободного пробега тепловых электронов имеем: $\nu \simeq 2 \cdot 10^{13}$ сек $^{-1}$, $l \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ см. Если излучение имеет частоту $\omega_0 \simeq 2 \cdot 10^{15}$ сек $^{-1}$ и плотность потока $I = c|\mathbf{E}|^2/8\pi \simeq 10^{14}$ Вт/см 2 , то амплитуда скорости осцилляций составляет $v_e \simeq 2.4 \cdot 10^8$ см/сек, а отношение $v_e/v_T \simeq 0.3$. Для изложенного выше существенны электроны со скоростями $v < 4v_T$. С учетом этого, полагая $t_p = 64/\nu$, для характерной длительности импульса имеем $t_p \simeq 3$ псек. Размер области локализации поля должен быть больше $256\sqrt{Z}l$ или $d > 2.8 \cdot 10^{-2}$ см. То есть, d должно превосходить $\sim 300\lambda$, где длина волны $\lambda = 2\pi c/\omega_0 \simeq 10^{-4}$ см, что отвечает слабо неоднородному излучению. Ослабление выноса тепла из области более горячего фокального пятна приводит к увеличению времени его существования и замедлению процесса выравнивания температуры в плоскости мишени.

Для плазмы с $Z \gg 1$, нагреваемой при столкновительном поглощении сравнительно слабого импульса высокочастотного поля, в котором Zv_e^2/v_T^2 меньше или порядка единицы, выявлено сильное уменьшение величины теплового потока в относительно большой области пространственной локализации поля. Эффект уменьшения потока описан при длительности импульса меньшей $\sim 64Z/\nu$, но большей $\sim 64/\nu$. С уменьшением Z эффект ослабления потока и временной интервал его проявления уменьшаются. Отметим, что частичное ослабление теплового потока возможно и при длительности импульса меньшей $\sim 64/\nu$. Однако, количественное описание переноса на столь малых временах предполагает учет нестационарности анизотропной части функции распределения электронов, что составляет предмет отдельного рассмотрения.

8 Приложение I. Распространение импульса высокочастотного излучения в плазме

Рассмотрим процесс распространения поля вида (2.1) удовлетворяющего условиям (2.2) в плазме. В соответствии с уравнениями (2.6), (2.7) для электрического поля \mathbf{E} имеем

$$\left(\text{grad div} - \Delta + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} + \frac{4\pi e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f = 0. \quad (8.1)$$

Это уравнение позволяет, в частности, рассмотреть электрическое поле на частотах близких к ω_0 . На таких частотах в плотности тока

$$\mathbf{j} = e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f = \mathbf{j}^{(0)} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{j}^{(n)} e^{-in\omega_0 t + in\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + c.c., \quad (8.2)$$

где $\mathbf{j}^{(n)} = \mathbf{j}^{(n)}(\mathbf{r}, t)$, достаточно удержать лишь слагаемое с $n = 1$. Используя соотношения (2.4), (2.14), (2.17) в соответствии с определениями (2.1) и (8.2) для $\mathbf{j}^{(1)}$ находим:

$$\mathbf{j}^{(1)} = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_0} \left\{ i + \frac{\dot{\nu}_{ei}}{\omega_0} + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right\} \mathbf{E}_1. \quad (8.3)$$

Формула (8.3) не содержит слагаемых, пропорциональных k_0^2 , что оправдано, если выполнены неравенства (3.3). Далее, используя соотношения (2.1), (8.3) для медленно изменяющейся функции \mathbf{E}_1 получаем уравнение

$$\begin{aligned} i\mathbf{k}_0 \text{div} \mathbf{E}_1 + \nabla \text{div} \mathbf{E}_1 - \mathbf{k}_0 (\mathbf{k}_0 \mathbf{E}_1) + i\nabla (\mathbf{k}_0 \mathbf{E}_1) + \left(k_0^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \right) \mathbf{E}_1 - \\ - 2i \left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + \mathbf{k} \nabla + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_1 + \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \mathbf{E}_1 = 0. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Для определенности примем, что волновой вектор \mathbf{k}_0 направлен вдоль оси OZ : $\mathbf{k}_0 = (0, 0, k_0)$. Тогда для направленных вдоль E_{1z} и поперек $\mathbf{E}_{1\perp}$ вектора \mathbf{k}_0 компонент электрического поля, из (8.4) имеем уравнения:

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp} \operatorname{div} \mathbf{E}_1 + ik_0 \nabla_{\perp} E_{1z} + \left(k_0^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \right) \mathbf{E}_{1\perp} - \\ - 2i \left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + k_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_{1\perp} + \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \mathbf{E}_{1\perp} = 0, \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$\begin{aligned} ik_0 \operatorname{div} \mathbf{E}_1 + \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \mathbf{E}_1 + ik_0 \frac{\partial}{\partial z} E_{1z} + \frac{\omega_p^2 - \omega_0^2}{c^2} E_{1z} - \\ - 2i \left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + k_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{1z} + \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) E_{1z} = 0. \end{aligned} \quad (8.6)$$

Ограничимся рассмотрением условий, когда выполнено неравенство

$$k_0 |\mathbf{E}_{1\perp}| \gg |\nabla_{\perp} E_{1z}|. \quad (8.7)$$

Тогда, учтя неравенства (2.2) и (2.15), для поперечной компоненты поля $\mathbf{E}_{1\perp}$ из (8.5) приближенно находим

$$(k_0^2 c^2 - \omega_0^2 + \omega_p^2) \mathbf{E}_{1\perp} = 0. \quad (8.8)$$

Уравнение (8.8) имеет нетривиальное решение, если выполняется дисперсионное соотношение

$$\omega_0^2 = k_0^2 c^2 + \omega_p^2. \quad (8.9)$$

Принимая во внимание неравенства (2.2) и дисперсионное соотношение (8.9) из (8.6) находим уравнение, связывающее компоненты поля E_{1z} и $\mathbf{E}_{1\perp}$:

$$ik_0 \operatorname{div} \mathbf{E}_{1\perp} - k_0^2 E_{1z} - 2i \left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{1z} = 0. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10), позволяет оценить E_{1z} и убедиться в том, что при выполнении неравенств (2.2), использованное выше неравенство (8.7) выполняется автоматически.

Используя дисперсионное соотношение (8.9), из (8.5) получаем приближенное уравнение для медленно изменяющейся функции $\mathbf{E}_{1\perp}$:

$$\nabla_{\perp} \operatorname{div} \mathbf{E}_{1\perp} + ik_0 \nabla_{\perp} E_{1z} - \Delta_{\perp} \mathbf{E}_{1\perp} - 2i \left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + k_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_{1\perp} + \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E}_{1\perp} = 0. \quad (8.11)$$

Если наряду с неравенствами (2.2) выполнено неравенство

$$\left| k_0 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{1\perp} \right| \gg |\Delta_{\perp} \mathbf{E}_{1\perp}|, \quad (8.12)$$

то в уравнении (8.11) можно отбросить слагаемые содержащие вторые производные по координатам. В итоге получаем уравнение

$$\left(\frac{\dot{\nu}_{ei} \omega_p^2}{2\omega_0 c^2} + k_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_{1\perp} = 0, \quad (8.13)$$

которое следует и из более общего уравнения (9.6) книги [109].

Уравнение (8.13) описывает эволюцию огибающей волнового пакета. Согласно (8.13) поле в импульсе затухает со временем из-за столкновений электронов с ионами. Далее ограничимся рассмотрением интервалов времени меньших $2\omega_0^2/\omega_p^2 \dot{\nu}_{ei}$

$$t - t_0 \ll 2\omega_0^2/\omega_p^2 \dot{\nu}_{ei}, \quad (8.14)$$

когда такое затухание несущественно. На таких временах общее решение уравнения (8.13) можно представить в виде

$$\mathbf{E}_{1\perp}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{1\perp}(\mathbf{r}_{\perp}, t - z/c_m). \quad (8.15)$$

В частном случае, когда огибающая описывается распределением Гаусса, вместо (8.15) имеем

$$\mathbf{E}_{1\perp}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L \exp \left[-\frac{r_{\perp}^2}{2R^2} - \frac{(z - c_m t)^2}{2L^2} \right], \quad (8.16)$$

где $\mathbf{E}_L = (E_{Lx}, E_{Ly}, 0)$. Отметим, что в этом случае в рамках принятых выше ограничений (2.2) и (8.12) продольная компонента поля E_{1z} меньше

чем $E_{1\perp}/k_0R \ll E_{1\perp}$, а дифракционные поправки малы, если выполнены неравенства

$$L \ll k_0R^2, k_0L^2\omega_0^2/\omega_p^2. \quad (8.17)$$

Эти неравенства обеспечивают малость дифракционных поправок лишь там, где поле в импульсе имеет вид (8.16). По мере распространения импульса как малая диссипация, так и малые дифракционные поправки приводят к разрушению пучка (подробнее о следствиях уравнения (8.11) см., например, монографию [110]). На столь больших временах и расстояниях не имеет смысла обсуждать воздействие поля вида (8.16). Ограничиваясь рассмотрением поля в виде (8.16) считаем также, что за время воздействия импульса не проявляются нелинейные эффекты, приводящие к разрушению пучка. Последнее ограничение, хотя и требует соответствующего нелинейного рассмотрения, не представляется жестким в условиях, когда речь идет о воздействии сравнительно слабого короткого импульса.

9 Приложение II. Вычисление тока проводимости

Интегрируя по скоростям вклад в δf (2.25) от поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ с весом $e\nu$, найдем плотность тока проводимости

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4}{3}\pi e \int_{t_0}^t dt' \int_0^\infty d\nu \nu^4 \exp[-\nu(t-t')] \frac{e}{m} \frac{1}{\nu} \frac{\partial f_m}{\partial \nu} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t'). \quad (9.1)$$

Соотношение (9.1) записано в предположении, что поле $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ возникает при нелинейном воздействии импульса высокочастотного излучения, которое начинается с момента времени t_0 . Считается, что до воздействия импульса поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ нет. Тогда, когда время изменения поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ много больше времени свободного пробега электронов и при $\nu(t-t_0) \gg 1$ из (9.1) имеем

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^2 n}{\nu m} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad \nu(t-t_0) \gg 1. \quad (9.2)$$

На временах меньших времени свободного пробега, выражение (9.1) принимает вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{e^2 n}{m} \int_{t_0}^t dt' \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t'), \quad \nu(t-t_0) \ll 1. \quad (9.3)$$

Соотношения (9.2), (9.3) хорошо известны. Для придания им нового содержания необходимо найти поле $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$.

10 Заключение

Сформулируем основные результаты диссертационной работы.

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.

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.

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.

Используя кинетическое уравнение, учитывающее столкновения электронов с ионами, и уравнения поля, изучено возбуждение плазменных волн при воздействии на плазму относительно слабого импульса электромагнит-

ного излучения с несущей частотой ω_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 и дана оценка декремента затухания вследствие черенковского взаимодействия с электронами.

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.

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 [85,87-89]. 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. Chun-Yang Z., Shao-Ping Z., Xian-Tu H., Generation of helical and axial magnetic fields by the relativistic laser pulses in underdense plasma: three-dimensional particle-in-cell simulation // Chin.Phys.Lett. 2002. V. 19. №. 7. P. 959-961.
8. Liu Y., Liu S. Density cavitons with spontaneous magnetic fields in relativistic plasmas // Phys. Scr. 2010. V. 81. P. 065501|6 Pages|.
9. Wagner U., Tatarakis M., Gopal A., Beg F.N., Clark E.L., Dangor A.E., Evans R.G., Haines M.G., Mangles S.P.D., Norreys P.A., Wei M.-S., Zepf M., Krushelnick K. Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 026401|5 Pages|.

10. Gopal A., Minardi S., Burza M., Genoud G., Tzianaki I., Karmakar A., Gibbon P., Tatarakis M., Persson , Wahlstrom C.-G. MegaGauss magnetic field generation by ultra-short pulses at relativistic intensities // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 035002|7 Pages|.
11. Lehner T. Intense self-generated magnetic field in the interaction of a femtosecond laser pulse with an underdense plasma // Europhys. Lett. 2000. V. 50 №4. P. 480-487.
12. Аскарьян Г.А. Черенковское и переходное излучения от электромагнитных волн // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1360-1363.
13. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука. 1984.
14. Горбунов Л.М., Фролов А.А. Излучение низкочастотных электромагнитных волн коротким лазерным импульсом в стратифицированной разреженной плазме // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 1757-1769.
15. Горбунов Л.М., Фролов А.А. Излучение низкочастотных электромагнитных волн коротким лазерным импульсом, распространяющимся в плазме с флуктуациями плотности // Физика Плазмы. 2000. Т. 26. С. 688-699.
16. Sheng Z.-M., Wu H.-C., Li K., Zhang J. Terahertz radiation from the vacuum-plasma interface driven by ultrashort intense laser pulses // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 025401(R)|4 Pages|.
17. Sheng Z.-M., Mima K., Zhang J. Powerful terahertz emission from laser wake fields excited in inhomogeneous plasmas // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 123103|14 Pages|.
18. Sheng Z.-M., Mima K., Sanuki H. Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion // Phys. Rev. Lett. 2005.

19. Горбунов Л.М., Фролов А.А. Низкочастотное переходное излучение короткого лазерного импульса на границе плазмы // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 1018-1025.
20. 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.
21. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И. Возбуждение плазменных волн электромагнитным волновым пакетом // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 509-514.
22. 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.
23. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267-270.
24. 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.
25. Clayton C.E., Joshi C., Darrow C., Umstadter D. Relativistic plasma-wave excitation by collinear optical mixing // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2343-2349.
26. Sharma Ashok K., Jarwal Rajender K. Langmuir wave excitation by beating gaussian laser beams in a parabolic plasma channel // Plasma Fusion Res. SERIES. 1999. V. 2. P. 427-430.
27. Ge Z.Y., Yin Y., Li S.X., Yu M.Y., Yu T.P., Xu H., Zhuo H.B., Ma Y.Y., Shao F.Q., Tian C.L. Enhancement of electron injection in laser wakefield

- acceleration using auxiliary interfering pulses // *New Journal of Physics*. 2012. V. 14. P. 103015|9 Pages|.
28. Балакирев В.А., Гавриленко И.В., Карась В.И., Файнберг Я.Б., Толсто-
лужский А.П. Возбуждение ленгмюровских колебаний в полуограни-
ченной плотной плазме лазерным импульсом // *Физика плазмы*. 2005.
Т. 31. С. 842-847.
 29. Bulanov S.V., Kirsanov V. I., Sakharov A.S. Excitation of a large amplitude
plasma wave by a short laser pulse // *Physica Scripta*. 1990. V. 30. P. 208-
209.
 30. Pukhov A., Meyer-Ter-Vehn J., Laser wake field acceleration: the highly
non-linear broken-wave regime // *Appl. Phys. B*. 2002. V. 74. P. 355-361.
 31. Vieira J., Martins S.F., Fiuza F., Huang C.K., Mori W.B., Mangles S.P.D.,
Kneip S., Nagel S., Najmudin Z., Silva L.O. Influence of realistic parameters
on state-of-the-art laser wakefield accelerator experiments // *Plasma Phys.
Control. Fusion*. 2012. V. 54. P. 055010|9 Pages|.
 32. Mingping L., Sanqiu L., Jun H., Jie L. Electron acceleration during the
mode transition from laser wakefield to plasma wakefield acceleration with
a dense-plasma wall // *Plasma Science and Technology*. 2013. V. 15. №9.
P. 841-844.
 33. Kando M., Masuda S., Zhidkov A., Yamazaki A., Kotaki H., Kondo S.,
Homma T., Kanazawa S., Nakajima K., Hayashi Y., Mori M., Kiriya-
ma H., Akahane Y., Inoue N., Ueda H., Nakai Y., Tsuji K., Yamamoto
Y., Yamakawa K., Koga J., Hosokai T., Uesaka M., Tajima T. Electron
acceleration by a nonlinear wakefield generated by ultrashort 23-fs. high-
peak-power laser pulses in plasma // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71. P.
015403(R)|4 Pages|.

34. Matsuoka T., McGuffey C., Levin M., Bulanov S.S., Chvykov V., Kalintchenko G., Reed S., Rousseau P., Yanovsky V., Zigler A., Krushelnick K., Maksimchuk A. Self-guided laser wakefield acceleration using ablated plasma targets // Plasma Phys. Control. Fusion 2009. V. 51. P. 095003|8 Pages|.
35. He Z.-H., Hou B., Nees J. A., Easter J.H., Faure J., Krushelnick K., Thomas A.G.R. High repetition-rate wakefield electron source generated by few-millijoule, 30 fs laser pulses on a density downramp // New Journal of Physics. 2013. V. 15. P. 053016|11 Pages|.
36. Walton B., Dangor A.E., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Krushelnick K., Thomas A.G.R., Fritsler S., Malka V. Measurements of magnetic field generation at ionization fronts from laser wakefield acceleration experiments // New Journal of Physics. 2013. V. 15. P. 025034|11 Pages|.
37. Matsuoka T., McGuffey C., Cummings P.G., Bulanov S.S., Chvykov V., Dollar F., Horovitz Y., Kalintchenko G., Krushelnick K., Rousseau P., Thomas A.G.R., Yanovsky V., Maksimchuk A. On electron betatron motion and electron injection in laser wakefield accelerators // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. P. 084009|11 Pages|.
38. 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.
39. 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.
40. Горбунов Л.М., Рамазашвили Р.Р. О магнитном поле, генерируемом в плазме коротким лазерным импульсом, с круговой поляризацией // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 849-863.

41. Горбунов Л.М., Гутьеррес С.Р. Генерация тока увлечения в плазме при нарастании поля электромагнитной волны // КСФ. 1986. №7. С. 19-21.
42. 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.|.
43. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация низкочастотных нелинейных токов в плазме ультракоротким импульсом высокочастотного излучения // Физика плазмы 2015. Т. 41. С. 600-608.
44. Grishkov V.E., Uryupin S.A. Generation of quasistationary currents in plasma interacting with a short laser pulse // ICONO/LAT: 2013 (June 18-22. 2013. Moscow. Russia). TECHNICAL DIGEST. IPW21(2013).
45. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация нелинейного тока вдоль направления распространения короткого лазерного импульса // Тезисы докладов ХLI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2014. С. 315.
46. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Генерация нелинейных токов в плазме ультракоротким импульсом лазерного излучения // Тезисы докладов ХLII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2015. С. 139.
47. 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.
48. Перель В.И., Пинский Я.М. Тензор напряжений для плазмы в высокочастотном электромагнитном поле с учетом столкновений // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1889-1894.

49. Силин В.П. Кинетическое уравнение для быстропеременных процессов // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1771-1774.
50. Силин В.П. О высокочастотной диэлектрической проницаемости плазмы // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 861-866.
51. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука. 1971.
52. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Нелинейные токи в поле импульса с частотой большей ленгмюровской // Физика плазмы 2016. Т. 42. №9. С. 853-858.
53. 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.
54. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., Dean S.O., Mclean E.A., Dawson J.M. Spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. P. 1012-1015.
55. Tidman D.A., Shanny R.A. Field-generating thermal instability in laser-heated plasmas // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1207-1210.
56. Большов Л.А., Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. О самопроизвольном замагничивании электронной теплопроводности в лазерной плазме // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 288-291.
57. Альтеркоп Б.А., Мишин Е.В., Рухадзе А.А. К теории магнитной неустойчивости лазерной плазмы // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 291-294.
58. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., Dean S.O., McLean E.A., Dawson J.M. Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. №17. P. 1012-1015.

59. Burgess M.D.J., Luther-Davies B., Nugent K.A. An experimental study of magnetic fields in plasmas created by high intensity one micron laser radiation // *Phys. Fluids*. 1985. V. 28. P. 2286-2297.
60. Vogel N.I., Kochan N. Experimental investigation of stochastic pulsation and formation of light bullets with megagauss magnetic fields by an intense laser pulse propagating in a preionized plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86. №2. P. 232-235.
61. Vogel N.I. Diagnostics of picosecond laser pulse absorption in preformed plasma // *Applied Surface Science*. 2006. V. 252. P. 4850-4856.
62. Sandhu A.S., Dharmadhikari A.K., Rajeev P.P., Kumar G.R., Sengupta S., Das A., and Kaw P.K. Laser-generated ultrashort multimegagauss magnetic pulses in plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. №22. P. 225002|4 Pages|.
63. 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.
64. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука. 1973.
65. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат. 1979.
66. Mizuta Y., Hosokai T., Masuda S., Zhidkov A., Nakanii N., Jin Z., Nakahara H., Kohara T., Iwasa K., Kando M., Bulanov S., and Kodama R. Wave guided laser wake-field acceleration in splash plasma channels // *Journal of Physics: Conference Series* 2016. V. 688. P. 012069|4 Pages|.
67. Malka V., Fritzler S., Lefebvre E., Aleanard M.-M., Burgy F., Chambaret J.-P., Chemin J.-F., Krushelnick K., Malka G., Mangles S.P.D., Najmudin

- Z., Pittman M., Rousseau J.-P., Scheurer J.-N., Walton B., Dangor A.E. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse // Science. 2002. V. 298. P. 1596-1600.
68. 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.
69. 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.
70. 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.
71. 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.
72. Chichkov B.N., Shumsky S.A., Uryupin S.A. Nonstationary electron distribution functions in a laser field // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 7475-7479.
73. 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.
74. Силин В.П., Урюпин С.А. Генерация тока увлечения высокой плотности высокочастотным излучением // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 107-119.
75. Bendib A., Bendib K., Sid A. Weibel instability due to inverse bremsstrahlung absorption // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 7522-7526.

76. Ferrante G., Zarccone 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|.
77. 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|.
78. Ferrante G., Zarccone 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.
79. Krainov V.P. Generation of high magnetic fields in an atomic plasma by irradiation with a super-intense femtosecond laser pulse // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2003. V. 36. P. 3187-3202.
80. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Неустойчивость Вейбеля в поле короткого лазерного импульса // Физика плазмы 2013. Т. 39. С. 268-275.
81. 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.
82. Spitzer L., Harm R. Transport phenomena in a completely ionized gas // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 977-981.
83. Langdon A.B. Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 575-579.
84. Balescu R. Thermal conductivity in a laser-created plasma heated by inverse bremsstrahlung absorption // J. Plasma Phys. 1982. V. 28. P. 65-92.
85. Deck D. Transport phenomena in laser created plasma with non-Maxwellian electronic distribution // Laser Part. Beams. 1987. V. 5. P. 49-63.

86. Matte J.P., Lamoureaux M., Moller C., Yin R.Y., Delettrez J., Virmont J., Johnston T.M. Non-Maxwellian electron distributions and continuum X-ray emission in inverse Bremsstrahlung heated plasmas // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1988. V. 30. P. 1665-1689.
87. 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.
88. Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. К теории функции распределения и электронных потоков при нестационарном нагреве полностью ионизированной плазмы // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 1292-1296.
89. 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.
90. Albritton J.R. Laser absorption and heat transport by non-Maxwell-Boltzmann electron distributions // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 2078-2081.
91. Luciani J.F., Mora P., Virmont J. Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1664-1667.
92. Sunahara A., Johzaki T., Sakagami H., Nagatomo H., Mima K., Abe Y., Arikawa Y., Fujioka S., Shiraga H., Azechi H., Mori Y., Sentoku Y., Kitagawa Y. Direct heating of compressed core by ultra-intense laser // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 717. P. 012055|4 Pages|.
93. Peebles J., McGuffey C., Krauland C.M., Jarrott L.C., Sorokovikova A., Wei M.S., Park J., Chen H., McLean H.S., Wagner C., Spinks M., Gaul E.W., Dyer G., Hegelich B.M., Martinez M., Donovan M., Ditmire T., Krashennnikov S.I., Beg F.N. Impact of pre-plasma on fast electron

generation and transport from short pulse, high intensity lasers // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. P. 016007|7 Pages|.

94. Kodama R., Azechi H., Fujita H., Habara H., Izawa Y., Jitsuno T., Jozaki T., Kitagawa Y., Krushelnick K., Matsuoka T., Mima K., Miyanaga N., Nagai K., Nagatomo H., Nakai M., Nishimura H., Norimatsu T., Norreys P., Shigemori K., Shiraga H., Sunahara A., Tanaka K.A., Tanpo M., Toyama Y., Tsubakimoto K., Yamanaka T., Zepf M. Fast plasma heating in a cone-attached geometry-towards fusion ignition // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. S276-S283.
95. Chaker M., Kieffer J.C., Matte J.P., Pepin H., Audebert P., Maine P., Strickland D., Bado P., Mourou G. Interaction of a 1 psec laser pulse with solid matter // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. №1. P. 167-175.
96. Grimes M.K., Rundquist A.R., Lee Y.-S., Downer M.C. Experimental Identification of "Vacuum Heating" at Femtosecond-Laser-Irradiated Metal Surfaces // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. №20. P. 4010-4013.
97. 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.
98. Гришков В.Е., Урюпин С.А. Эффект обращения теплового потока // Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2011. С. 44.
99. 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.

100. Jovanovic D., Vukovic S. Generation of quasi-stationary magnetic fields in turbulent plasmas // *Physica*. 1984. V. 125C. P. 369-376.
101. Aliev Yu.M., Bychenkov V.Yu., Jovanovic M.S., Frolov A.A. The kinetic theory of the low-frequency response of a collisionless plasma to high-frequency electromagnetic radiation // *J. Plasma Physics*. 1992. V. 48. P. 167-176.
102. Максимов А.В., Силин В.П., Чеготов М.В. К теории переноса в полностью ионизованной плазме // *Физика плазмы* 1990. Т. 16. С. 575-586.
103. Рухадзе А.А., Рухадзе К.З. Об условиях существования быстрой поверхностной волны Ценнека // *Инженерная физика*. 2011. Т. 4. С. 21-24.
104. Алиев Ю.М., Быченков В.Ю., Фролов А.А. Генерация квазистатических магнитных полей в плазме, взаимодействующей с мощным электромагнитным излучением // *Тр. ФИАН. М.: Наука*. 1992. Т. 219. С. 55-107.
105. Kar S., Borghesi M., Bulanov S.V., Key M.H., Liseykina T.V., Macchi A., Mackinnon A.J., Patel P.K., Romagnani L., Schiavi A., Willi O. Plasma jets driven by ultraintense-laser interaction with thin foils // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 225004|4 Pages|.
106. Davidson R.C., Hammer D.A., Haber I., Carl E. Wagner Nonlinear development of electromagnetic instabilities in anisotropic plasmas // *Phys. Fluids*. 1972. V. 15. P. 317-333.
107. Силин В.П., Кинетика слабостолкновительной плазмы // *Успехи физических наук*. Т. 172. №9. С. 1021-1044.
108. Брантов А.В., Быченков В.Ю., Розмус В., Релаксация теплового возмущения в столкновительной плазме // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32.

№4. С. 368-375.

109. Горбунов Л.М., Введение в нелинейную электродинамику плазмы. М.: ФИАН. 2009.
110. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука. 1979.