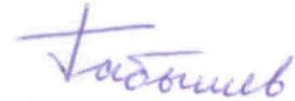


На правах рукописи



Габышев Дмитрий Николаевич

**Коллективные и релятивистские эффекты
нелинейной динамики заряженных частиц
в неравновесной плазме**

Специальность 01.04.02 – Теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Научный руководитель: **Андреев Степан Николаевич**, доктор физико-математических наук; *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, ученый секретарь*

Научный консультант: **Сергеев Виктор Игоревич**, доктор технических наук, доцент; *Воронежское конструкторское бюро антенно-фидерных устройств (открытое акционерное общество), начальник ВКБ АФУ (ОАО)*

Официальные оппоненты: **Дубинов Александр Евгеньевич**, доктор физико-математических наук, доцент; *Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Научно-производственный центр физики, заместитель директора по НИР*

Кузелев Михаил Викторович, доктор физико-математических наук, профессор; *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники, профессор*

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования **Российский университет дружбы народов**

Защита состоится 05.06.2017 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 002.063.03 в Федеральном государственном учреждении науки Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук по адресу: 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38, корпус 1, конференц-зал. С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИОФ РАН.

Автореферат разослан «__»_____2017 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.063.03
кандидат физико-математических наук
тел.: +7(499)503-81-47



Т.Б. Воляк

Общая характеристика работы

Актуальность работы

В целом предметную область работы можно обозначить как экстремальные состояния плазмы. Таковые могут возникать, например, при воздействии мощного внешнего электромагнитного излучения релятивистской интенсивности. Внешние лазерные или корпускулярные источники способны накачивать в плазме интенсивные нелинейные ленгмюровские волны. Движение быстрых нагретых тел с астрономической скоростью в ионосферной плазме может сопровождаться высокоградиентными ионно-звуковыми солитонами. Во всех этих случаях исследователи имеют дело с неравновесной плазмой, то есть плазмой, не обладающей термодинамическим равновесием.

Взаимодействие движущихся заряженных частиц с полем электромагнитной волны лежит в основе многих электровакуумных приборов (клистронов, ламп бегущей и обратной волны, лазеров на свободных электронах с электромагнитной накачкой), а также имеет место в светочувствительных вакуумных устройствах, использующих внешний нелинейный фотоэффект (фотоэлементы), в экспериментах с многофотонным фотоэффектом и фотоионизации. Актуальными видятся получение быстрых заряженных частиц и генерация нейтронов при взаимодействии лазерного излучения с плазмой [1], измерение атто- и фемтосекундных электронных импульсов [2], рождение пар (электрон-позитронных и мюон-антимюонных) элементарных частиц [3–5], движущихся в генерирующем их поле.

Плазма является рабочим телом в целом ряде прикладных приборов нового поколения. В первую очередь, в мощных компактных ускорителях заряженных частиц, в которых ускорение происходит интенсивными плазменными волнами. Плазма в них, нейтрализуя объёмный заряд ускоряемого пучка, позволяет достичь больших плотностей токов пучков. Компактность ускорителей достигается благодаря высоким напряжённостям поля и, следовательно, большим темпам ускорения. Этот метод ускорения, получивший название коллективного, был предложен В.И. Векслером, Я.Б. Файнбергом и Г.И. Будкером в 1956 году и в настоящее время получил широкое распространение во многих лабораториях мира. Перед физикой плазмы стоят две основные задачи, связанные с тем, что электромагнитные поля в ней могут быть поперечными и продольными. Первая — получение максимально возможной мощности излучения (вектора Пойнтинга), вторая — создание полей внутри плазмы для ускорения заряженных частиц плазменной волной (электронов и даже протонов). Известно, что возбуждение волн в плазме осуществляется двумя основными методами: воздействием пучка частиц и воздействием лазерного излучения.

Не менее важным в прикладном отношении является обратный процесс, когда мощные сильноточные пучки заряженных частиц используются для генерации мощного когерентного электромагнитного излучения. Здесь также плазменные источники излучения обладают рядом преимуществ перед вакуумными, такими как клистроны, магнетроны, гиротроны и др. Во-первых, плазма позволяет осуществлять генерацию в широком интервале частот путём быстрой перестройки плотности плазмы. Это позволяет также быстро перестраивать частоту генерируемого излучения, что весьма важно в ряде прикладных задач оборонного значения и плазмохимии. Во-вторых, если энергия плазменных колебаний велика, их частота начинает зависеть от энергии электронов, и становится возможным менять частоту без изменения концентрации, что также представляет практический интерес.

Наконец, следует особо отметить большое значение природной плазмы для жизни и деятельности человека. Это ионосферная плазма [6], существенно определяющая наши коммуникационные возможности, плазма, генерируемая природными (кометы, метеоры) и искусственными (ракеты, искусственные спутники и др.) телами [7], быстро движущимися в атмосфере Земли. Наши оценки показали, что полёт метеоритов, входящих в плотные слои атмосферы, должен сопровождаться высокоградиентными ионно-звуковыми солитонами.

В приведенных примерах очень важны структура и характер распространения продольной плазменной волны в зависимости от её параметров, таких как термодинамические параметры плазмы (плотность, температура, функция распределения по скоростям и энергиям заряженных частиц) и электродинамические параметры волны (амплитуда поля волны, форма импульса и скорость распространения).

Всё сказанное выше явилось основной мотивацией проведённых в настоящей диссертации исследований.

Цель работы

Целью работы является расчёт и анализ физико-математических моделей нелинейной динамики заряженных частиц в неравновесной плазме, поиск и описание возникающих в них эффектов, носящих выраженный коллективный или релятивистский характер.

Задачи исследования

1. Формулировка и анализ релятивистской модели движения заряженной частицы в поле плоского электромагнитного импульса.
2. Аналитический вывод продольных плазменных колебаний электронов с релятивистским импульсом, изучение особенностей этих колебаний и оценка степени их негармоничности.

3. Расчёт уединённой ионно-звуковой волны в плазме с холодными ионами и изучение её электродинамических характеристик при захвате ею релятивистских электронов.

Научная новизна работы

1. Обнаружено, что первоначально покоящаяся заряженная частица после взаимодействия с плоским электромагнитным импульсом имеет максимальное остаточное смещение в поперечном направлении в случае предельно коротких импульсов и импульсов с асимметричными фронтами. Предложено рассматривать импульсы с асимметричными фронтами. Предложено описывать поперечное и продольное смещение частицы единым радиус-вектором. Предложены экспериментальные схемы демонстрации продольного и поперечного смещения электронов в поле лазерного импульса.

2. При рассмотрении электронов, совершающих ленгмюровские колебания в холодной бесстолкновительной плазме в отсутствие магнитного поля, оценён вклад высших Фурье-гармоник в осцилляции импульса электронов и электрического поля, продемонстрирован рост этого вклада, характеризующего негармоничность колебаний, с ростом амплитуды импульса. В ультрарелятивистском пределе объяснена более высокая степень ангармонизма колебаний электрического поля в сравнении с колебаниями импульса.

3. Найдено численное решение, описывающее ионно-звуковой солитон в плазме с холодными ионами с учётом захвата релятивистских электронов. Показано, что при различной электронной температуре θ зависимости числа Маха, ширины и площади под графиком солитона от его амплитуды принимают значения, промежуточные между аналогичными зависимостями для солитонов Р.З. Сагдеева и А.В. Гуревича. Обнаружено, что чем выше θ , тем меньше влияние электронов на поле солитона.

Достоверность результатов

Достоверность результатов диссертационной работы подтверждается корректностью использованных аналитических методов и их численной реализации, а также обеспечивается использованием и модификацией широко известных, надёжно зарекомендовавших себя постановок исходных задач.

Личный вклад автора

В получении научных результатов определяющее значение имел личный вклад автора, включая верификацию постановки задач и вспомогательной информации, выполнение и анализ большинства аналитических и компьютерных расчётов, интерпретацию данных, сбор, систематизацию и анализ информации о состоянии темы исследования, представление результатов на научных конференциях и семинарах, участие в обсуждении и развитии решаемых задач, реализацию модификации задач.

Практическая значимость

Результаты диссертационного исследования представляют интерес для физики плазмы и лазерной физики. Работа помогает лучше понять поведение плазмы при ее экстремальных состояниях, таких как высокая электронная температура, сильные внутренние колебания зарядов, наличие мощного внешнего излучения. Практическое значение работы может носить при расчете и конструировании электронно- и ионно-оптических приборов, плазменных устройств, исследовательских установок и иной электрофизической аппаратуры, использующей эффекты, рассмотренные в диссертации.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Первоначально покоящаяся заряженная частица в поле плоского электромагнитного импульса релятивистской интенсивности смещается на конечное расстояние, разложимое на продольную и поперечную компоненты. Поперечная компонента максимальна для предельно коротких лазерных импульсов и импульсов с асимметричными фронтами, при этом максимально проявляется нелинейность продольной компоненты.

2. Одномерные ленгмюровские колебания электронов в холодной бесстолкновительной плазме в отсутствие магнитного поля с ростом импульса приобретают негармонический характер. По абсолютной величине вклад высших Фурье-гармоник в колебания импульса электронов мал и не превышает 4%, однако их вклад в колебания электрического поля достигает почти 19%.

3. Учёт захвата релятивистских электронов оказывает существенное влияние на электродинамические характеристики уединенной ионно-звуковой волны при безразмерной амплитуде $F_m = e\Phi/T_e$ более 0,3. Влияние электронов на поле волны уменьшается с ростом электронной температуры T_e .

Апробация работы

Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на следующих научных конференциях, школах и семинарах:

1. 57-ая научная конференция МФТИ с международным участием, посвященная 120-летию со дня рождения П.Л. Капицы, г. Долгопрудный, МФТИ, 24–29 ноября 2014.
2. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Российская академия наук, г. Звенигород, 9–13 февраля 2015.
3. 13th Workshop “Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation”, April 8–10, 2015, Moscow, Russian Academy of Sciences.
4. 3-я конференция молодых ученых ИОФ РАН, г. Москва, ИОФ РАН, 28 апреля 2015.
5. 14th Workshop “Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation”, April 13–15, 2016, Moscow, GPI RAS.

6. V Международная молодёжная научная школа-конференция «Современные проблемы физики и технологий», 18–23 апреля 2016, г. Москва, НИЯУ МИФИ.
7. III Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии — ЛаПлаз-2017», 24–27 января 2017, г. Москва, НИЯУ МИФИ.
8. Семинары теоретического отдела ИОФ РАН, г. Москва (№1411 от 4 марта 2015, №1441 от 17 февраля 2016, №1454 от 1 июня 2016, №1471 от 18 января 2017).

Публикации

Результаты исследований изложены в 7 публикациях, из них 6 в изданиях, рекомендованных ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 128 страниц с 34 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 320 наименований.

Содержание диссертации

Во введении актуализируется тема диссертационного исследования, ставятся его цель и задачи, раскрывается новизна работы, формулируются основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации представляет собой краткий обзор научной литературы, посвящённой решению проблем, идентичных или близких к тем, что решаются в последующих главах. В **п. 1.1** все ссылки обсчитываются с библиометрической точки зрения. В **п. 1.2–1.4** приводится краткий обзор базовых работ. Более подробный обзор, включающий множество смежных исследований, приведён в **п. 2.1, 3.1, 4.1**, где выявляются ключевые особенности и отличия в формулировке задач диссертации от спектра тех задач, которые уже решались ранее другими исследователями. В **п. 1.2** рассмотрены основополагающие работы по теме релятивистского движения заряженной частицы в поле электромагнитной волны; особое внимание уделено работам, в которых рассчитывается смещение в пространстве первоначально покоящейся частицы под действием мощного электромагнитного импульса. В **п. 1.3** рассматриваются работы по нелинейным ленгмюровским колебаниям и волнам релятивистской интенсивности. В **п. 1.4** говорится о публикациях, посвящённых ионно-звуковым солитонам, которые, как известно, образуются в сильно неизотермической плазме.

Вторая глава диссертации посвящена описанию движения заряженной частицы в поле плоской немонахроматической электромагнитной волны релятивистской интенсивности и, как результат, смещению этой частицы в пространстве. Систематическое

начало этой проблеме в формулировке с релятивистским уравнением движения было положено в первой половине 1930-х гг. в курсе Я.И. Френкеля [8], а на языке уравнений Лагранжа — в 1941 г. в курсе Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [9]. После подробного исторического введения в п. 2.1, в п. 2.2 напомним теория релятивистского движения заряженной частицы с зарядом q и массой покоя m в поле плоской электромагнитной волны. В п. 2.2.1 представлено решение в общем виде [8, 9]. Далее в п. 2.2.2 на более конкретном языке описывается движение в монохроматической волне. В п. 2.2.3 описывается движение первоначально покоящейся заряженной частицы в поле электромагнитного импульса.

Целью п. 2.3 является анализ остаточного смещения первоначально покоящейся заряженной частицы в пространстве под действием плоского электромагнитного (лазерного) импульса релятивистской интенсивности. Частица в поле такого импульса смещается вдоль вектора Умова-Пойнтинга под действием силы Лоренца, на что обращали внимание достаточно многие исследователи [10–17]. В общем случае оказывается также, что частица после прохождения импульса не возвращается на свою первоначальную координату в поперечном направлении, вдоль которого был направлен вектор напряжённости электрического поля прошедшего импульса [11, 12, 14], что впервые было рассмотрено в 1968 г. Дж.Х. Эберли и А. Слипелом в США [11, 12].

Пусть плоский лазерный импульс линейно поляризован, а его знакопеременный векторный потенциал с начальной фазой α заключён в промежутке времени $\eta \leq \tau \leq \xi$:

$$A_y = A_z \equiv 0, \quad (2.1)$$

$$A_x(\tau) = \frac{c}{\omega} E_0 \{0, b_x(\tau) \cos(\omega\tau + \alpha), 0\} \equiv \frac{c}{\omega} E_0 \cos(\omega\tau + \alpha) \cdot \begin{cases} 0, & \tau < \eta \\ b_x(\tau), & \eta \leq \tau \leq \xi \\ 0, & \tau > \xi \end{cases}$$

где $b_x(\tau)$ — огибающая векторного потенциала, τ — так называемое собственное время, связанное с обычным временем t и координатой z , вдоль которой распространяется импульс, формулой $\tau = t - z/c$; E_0 — максимум электрической напряжённости, ω — несущая частота. На основе теории, представленной в п. 2.2, в п. 2.3.1 показывается, что координаты x , y , z первоначально покоившейся заряженной частицы в поле импульса (2.1) равны

$$x = -c\sqrt{\mu} \frac{q}{|q|} \left\{ 0, \int_{\eta}^{\tau} b_x(\tau') \cos(\omega\tau' + \alpha) d\tau', \int_{\eta}^{\xi} b_x(\tau') \cos(\omega\tau' + \alpha) d\tau' \right\}, \quad y = 0, \quad (2.2)$$

$$z = c \frac{\mu}{2} \left\{ 0, \int_{\eta}^{\tau} [b_x(\tau') \cos(\omega\tau' + \alpha)]^2 d\tau', \int_{\eta}^{\xi} [b_x(\tau') \cos(\omega\tau' + \alpha)]^2 d\tau' \right\},$$

где $\mu = \left(\frac{qE_0}{mc\omega}\right)^2$ — безразмерный параметр, пропорциональный интенсивности импульса и равный, например, $\mu=0,73$ для электронов при интенсивности 10^{18} В/см² и длине волны ровно 1 мкм. Из (2.2) очевидно, что после прохождения высокоинтенсивного лазерного импульса координата z первоначально покоившейся частицы отлична от нуля, что объясняется действием силы Лоренца, действующей на частицу вдоль направления распространения лазерного луча z и не оказывающей заметного воздействия при малых интенсивностях электромагнитной волны ($\mu \ll 1$). Координата y на протяжении всего процесса не изменяется и равна нулю. Сказать что-либо определенное о координате x мы не можем, равна она нулю или нет после прохождения импульса. Более того, рассматривая интеграл для неё в (2.2), можно обнаружить, что существуют определённые условия, при которых она не возвращается к первоначальному нулевому значению. Это обстоятельство, на первый взгляд, контринтуитивно. Однако чтобы, в конечном счете, координата x заряженной частицы не возвращалась к первоначальному нулевому значению, достаточно чтобы положительная площадь под графиком векторного потенциала (2.1) (расположенная над осью τ) не уравнивалась отрицательной площадью (расположенной под осью τ).

В качестве примера импульса (2.1), обладающего симметричными фронтами, в п. 2.3.1.1 рассматривается импульс с гауссовой огибающей векторного потенциала:

$$b_x(\tau) = e^{-\frac{(\tau-p)^2}{v^2}}, \quad A_x(\tau) = \frac{c}{\omega} E_0 b_x(\tau) \cos(\omega\tau + \alpha), \quad (2.3)$$

где p — сдвиг вершины огибающей, v — параметр, связанный с длительностью импульса на полувысоте формулой $FWHM = v \cdot 2\sqrt{\ln 2}$. Если начальная скорость заряженной частицы, попадающей в поле (2.3), равна нулю, то из (2.1)–(2.2) при $\eta \rightarrow -\infty$ и $\xi \rightarrow +\infty$ можно показать, что частица после прохождения импульса снова покоится, но, в конечном итоге, имеет остаточное смещение в пространстве вдоль осей x и z :

$$x = -c\sqrt{\mu} \frac{q}{|q|} \cdot I(v, \omega, \alpha, p), \quad z = c \frac{\mu}{4} \left[v\sqrt{\frac{\pi}{2}} + I\left(\frac{v}{\sqrt{2}}, 2\omega, 2\alpha, p\right) \right], \quad (2.4)$$

где обозначено выражение

$$I(v, \omega, \alpha, p) = v \cdot e^{-\frac{v^2\omega^2}{4}} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \cos(\omega p + \alpha).$$

Легко показать, что функция I принимает своё максимальное значение $I_{\max} = \sqrt{2\pi}/(\omega) \approx 1,52/\omega$ при $v = \sqrt{2}/\omega$ и нулевой фазе $\omega p + \alpha = 0$. Это даёт поперечный сдвиг порядка $x \approx 1,52 \cdot 10^{-6}$ м при $\mu \approx 1$ ($\sim 10^{18}$ В/см²) и $\omega = 3 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, что составляет поряд-

ка одной длины волны импульса или 10^4 \AA . Точка экстремума $v = \sqrt{2}/\omega$ функции I отвечает ультракоротким субцикловым импульсам. При этом значении смещение частицы по x имеет максимальное значение, а смещение по z как функция от v ведёт себя максимально нелинейно. Очевидно, максимальная некомпенсированная площадь под векторным потенциалом, сводящимся к знакопеременному (2.1), равна $2/\omega$ (соответствует площади под одним полупериодом графика векторного потенциала), что составляет верхнюю границу интеграла I для импульсов с любой формой огибающей.

Полное смещение частицы в поле импульса (2.3) равно

$$|\vec{R}| = c \frac{\mu}{4} \sqrt{\frac{16}{\mu} \cdot I^2(v, \omega, \alpha, p) + \left[v \sqrt{\frac{\pi}{2}} + I\left(\frac{v}{\sqrt{2}}, 2\omega, 2\alpha, p\right) \right]^2}.$$

В глобальном смысле расстояние $|\vec{R}|$ как функция от v не ограничено. Однако, как можно показать, при $\omega p + \alpha = 0$ оно имеет локальный минимум и локальный максимум в двух нетривиальных точках, в которых в нуль обращается первая производная от $|\vec{R}|$ по v . Данные локальные экстремумы существуют при μ близком к 1, но исчезают при $\mu \gg 1$ (ультрарелятивистский режим), когда подавляющий вклад в $|\vec{R}|$ вносит продольное смещение даже для ультракоротких лазерных импульсов. Также они исчезают при приближении $\omega p + \alpha$ к $\pi/2$. Повышение частоты ω уменьшает значение $|\vec{R}|$.

Далее в п. 2.3.1.1 рассматривается пример ещё одного импульса с симметричными фронтами — импульс, огибающая которого задана функцией в виде одного периода квадрата синуса: $A_x(\tau) = cE_0\{0, \sin^2(st)\cos(\omega\tau + \alpha), 0\}/\omega$ ($\eta=0$, $\xi=\pi/s$). В этом примере показывается, что поперечное смещение заряженной частицы достигает максимума при $\omega/s = 2k+1$ и $\alpha = \pi(2n+1/2)$ ($n, k \in \mathbb{Z}$). Глобальный максимум достигается при $n=k=0$ и равен $|I_{\max}| = 4/(3\omega) \approx 1,33/\omega$, что, как и в случае импульса (2.3), соответствует субцикловым и даже полуцикловым импульсам, т.к. полная длительность импульса равна π/ω , а полный период волны несущей частоты ω равен $2\pi/\omega$.

В п. 2.3.1.2 рассмотрены примеры лазерных импульсов с асимметричными фронтами. Если от гауссового импульса (2.3) отсечь хвост от $-\infty$ до некоторой точки τ_0 , то (при $p=0$) интегрирование векторного потенциала (2.3) от τ_0 до $+\infty$ по формулам (2.2) даёт остаточное смещение первоначально покоящейся заряженной частицы вдоль координат x и z :

$$x = -c\sqrt{\mu} \frac{q}{|q|} \cdot I(v, \omega, \alpha, 0, \tau_0), \quad z = c \frac{\mu}{4} \left\{ \frac{v}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\tau_0 \sqrt{2}}{v}\right) \right] + I\left(\frac{v}{\sqrt{2}}, 2\omega, 2\alpha, 0, \tau_0\right) \right\},$$

где функция I уже более сложна, чем в случае симметричных фронтов:

$$I(\nu, \omega, \alpha, 0, \tau_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \nu e^{-\frac{\nu^2 \omega^2}{4}} \sqrt{1 + 2 \operatorname{Re} \operatorname{erf} q + |\operatorname{erf} q|^2} \cos(\alpha + \gamma),$$

$$q = i \frac{\nu \omega}{2} + \frac{\tau_0}{\nu}, \quad \gamma = \arccos \frac{-(1 + \operatorname{Re} \operatorname{erf} q)}{\sqrt{1 + 2 \operatorname{Re} \operatorname{erf} q + |\operatorname{erf} q|^2}} = \arcsin \frac{\operatorname{Im} \operatorname{erf} q}{\sqrt{1 + 2 \operatorname{Re} \operatorname{erf} q + |\operatorname{erf} q|^2}}.$$

Наличие корня в выражении для I ведёт к много большему эффекту, чем при симметричных фронтах (2.4). Фиксируя $\alpha=0$, можно обнаружить, что локальные максимумы $I(\nu, \omega, 0, 0, \tau_0)$ имеют место при $\tau_0 = -\pi(2k+1)/(2\omega)$ ($k \in \mathbb{Z}$), а глобальный максимум при $\tau_0 = -\pi/(2\omega)$ ($k=0$ — отрезана почти половина импульса). Однако при этом по абсолютной величине I при несимметричных фронтах, конечно же, не может превышать естественного физического ограничения $2/\omega$.

Другой пример асимметричного импульса, рассмотренный в п. 2.3.1.2, — импульс с экспоненциально убывающей огибающей:

$$b_x(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau < 0 \\ e^{-\frac{\tau}{\sigma}} \cos(\omega\tau + \alpha), & \tau \geq 0 \end{cases}, \quad A_x(\tau) = \frac{c}{\omega} E_0 \cdot \begin{cases} 0, & \tau < 0 \\ e^{-\frac{\tau}{\sigma}} \cos(\omega\tau + \alpha), & \tau \geq 0 \end{cases}.$$

Остаточное поперечное смещение частицы в поле этого импульса вновь вычисляется по (2.2), сходно по форме с (2.4), но функция I , конечно, записывается иным образом:

$$x = -c\sqrt{\mu} \frac{q}{|q|} \cdot I(\sigma, \omega, \alpha), \quad z = c \frac{\mu}{4} \left[\frac{\sigma}{2} + I\left(\frac{\sigma}{2}, 2\omega, 2\alpha\right) \right],$$

$$I(\sigma, \omega, \alpha) = \frac{\sigma}{\omega^2 \sigma^2 + 1} (\cos \alpha - \omega \sigma \sin \alpha) = \frac{\sigma}{\sqrt{\omega^2 \sigma^2 + 1}} \cos(\alpha + \delta), \quad \delta = \arccos \frac{1}{\sqrt{\omega^2 \sigma^2 + 1}}.$$

Следует признать, что наиболее физически обоснованными видятся только два случая угла $\alpha = \pi/2$ и $\alpha = -\pi/2$, потому что при всех иных значениях α векторный потенциал испытывал бы скачок в нуле. Далее если параметр σ , ответственный за ширину импульса, неограниченно растёт, то угол δ стремится к значению $\pi/2$, а интеграл I к константе $\cos(\alpha + \delta)/\omega$ или $-(\sin \alpha)/\omega$ (следовательно, ограничена и координата x). Напротив, в случае импульса с симметричными фронтами (2.3) при фиксированной ω мы наблюдали некоторые локальные экстремумы при $\nu = \sqrt{2}/\omega$. Теперь чем шире импульс (т.е. чем больше ν), тем больше заметен эффект, хотя он и ограничен. Очевидно, что координата z не ограничена и только растёт с σ .

Несмотря на то, что вопрос о продольном смещении заряженной частицы в поле лазерного импульса весьма подробно изучается в п. 2.3.1, он вновь поднимается в п. 2.3.2, где рассматривается уже с точки зрения адиабатического приближения. Интегралы в формулах для траектории частицы могут быть разложены в ряд по малому па-

раметру, характеризующему быстроту изменения огибающей импульса. В наинизшем порядке разложения движение заряженной частицы может быть представлено в виде суммы плавной и осциллирующей компонент. В диссертации анализируется плавная компонента в поле импульса с гауссовой огибающей электрического поля. Более подробно движение частицы в адиабатическом приближении рассматривается в [18].

В п. 2.3.3 объясняются возможные экспериментальные схемы для наблюдения смещения заряженных частиц в поле лазерного импульса. Часть результатов, описанных в п. 2.3, была получена при подготовке магистерской диссертации [19]. К вычислениям из [19], критически пересмотренным, дополненным и частично исправленным, была добавлена новая интерпретация. В п. 2.4 формулируются выводы к главе.

Третья глава диссертации посвящена задаче о нелинейных ленгмюровских колебаниях электрона в бесстолкновительной плазме с неподвижными ионами в отсутствие внешнего магнитного поля. После введения в п. 3.1, в п. 3.2 приведена постановка задачи — требуется найти периодическое решение для релятивистского импульса электронов в плазме, описываемой одномерной системой гидродинамических уравнений:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{E}, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_0 - n_e), \quad \frac{\partial E}{\partial t} = 4\pi en_e u, \quad (3.1)$$

где u, p — скорость и импульс электрона с массой покоя m_0 , $n_0 - n_e$ — разность равновесной (ионной) и электронной концентраций, электрическое поле зависит только от одной координаты x и от времени t . Система уравнений (3.1) впервые была опубликована в 1956 г. в работе Р.В. Половина [20]. В переменных $\Pi = p/m_0 c$ и $\tau = t \cdot \omega_p$ (где ω_p — обычная плазменная частота) она сводится к одному автономному дифференциальному уравнению второго порядка с начальными условиями:

$$\frac{d^2 \Pi}{d\tau^2} + \frac{\Pi}{\sqrt{1+\Pi^2}} = 0, \quad \Pi|_{\tau=\tau_0} = \Pi_0, \quad \left. \frac{d\Pi}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = 0. \quad (3.2)$$

В п. 3.3 выводится точное аналитическое решение уравнения (3.2) в классе элементарных функций с использованием специального [21] обозначения $D(\varphi, k) = [F(\varphi, k) - E(\varphi, k)]/k^2$ для комбинации нормальных эллиптических интегралов первого $F(\varphi, k)$ и второго $E(\varphi, k)$ рода:

$$\begin{aligned} \pm(\tau - \tau_0) = -i\sqrt{\frac{2}{1+C}} \left[2D \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+\sqrt{1+\Pi^2}}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) - F \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+\sqrt{1+\Pi^2}}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) + \right. \\ \left. + F \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+C}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) - 2D \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+C}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) \right], \quad (3.3) \end{aligned}$$

где константа $C = \sqrt{1 + \Pi_0^2}$. Решение (3.3) определено на участке $0 \leq \Pi \leq \Pi_0$. Графически (рис. 3.1) часть решения для неположительного импульса $-\Pi_0 \leq \Pi \leq 0$ восстанавливается, путём отражения графика (3.3) относительно оси времени τ и сдвига полученного отражения на половину периода функции T .

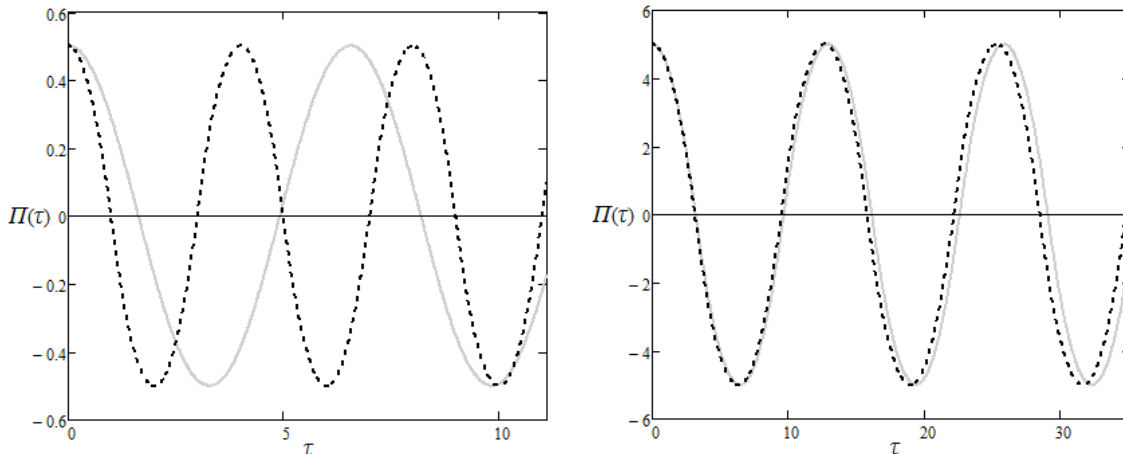


Рис. 3.1. Графики точного решения $\Pi(\tau)$ (сплошная светло-серая кривая) и предельной функции (3.5) (пунктирная чёрная), соответственно, при $\Pi_0=0,5$ (слева) и $\Pi_0=5$ (справа).

В п. 3.4 решение анализируется. Из (3.3) находится период T функции $\Pi(\tau)$:

$$T = 4i \sqrt{\frac{2}{1+C}} \left[2D \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+C}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) - 2D \left(\sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) - F \left(\arcsin \sqrt{\frac{1+C}{2}}, \sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) + F \left(\sqrt{\frac{2}{1+C}} \right) \right],$$

который равен 2π в случае малых амплитуд $\Pi_0 \ll 1$, и растёт примерно по закону $\sim 4\sqrt{2\Pi_0}$ в случае очень больших амплитуд импульса электрона $\Pi_0 \gg 1$ (см. рис. 3.2).

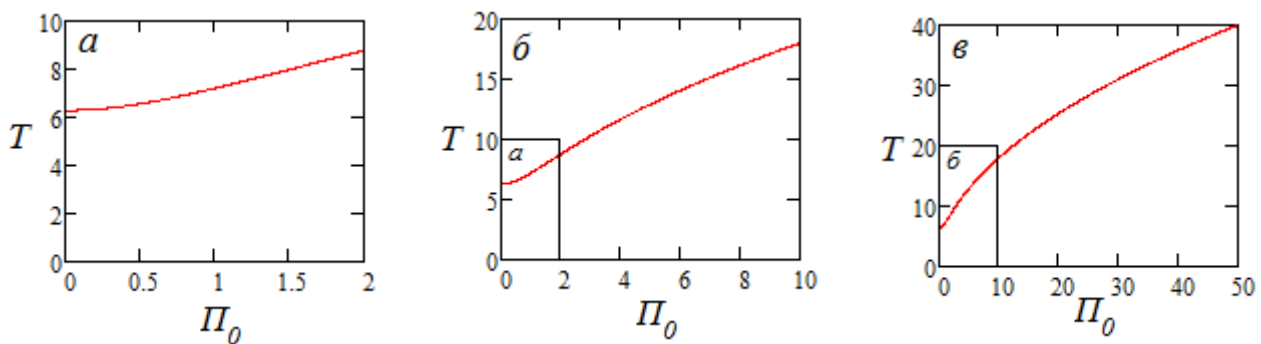


Рис. 3.2. Зависимость периода T от пиковой амплитуды Π_0 .

Все последующие годы после работы Р.В. Половина [20] основной интерес научной общественности привлекали плазменные волны, т.е. периодическое самосоглавленное движение конгломерата заряженных частиц. Движению отдельных электронов внимания уделялось достаточно мало. Кажется вполне логичным разложить пе-

риодическое решение (3.3) в ряд Фурье и определить вклад высших гармоник, однако работ, где бы это делалось для постановки (3.1) непосредственно, обнаружено не было.

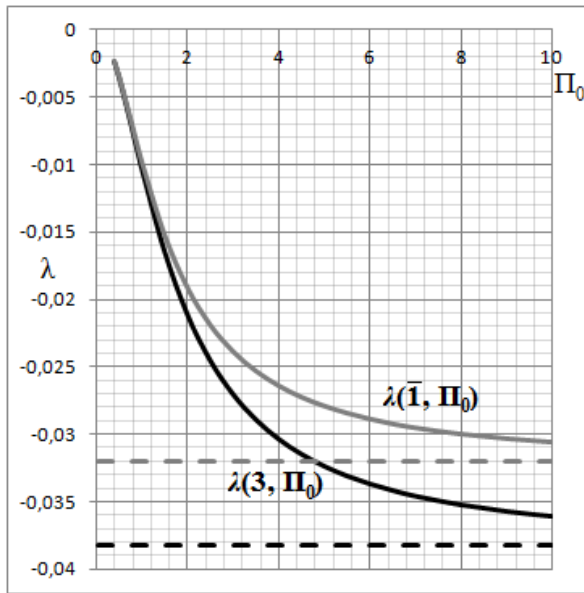


Рис. 3.3. Зависимость долей $\lambda(3, \Pi_0)$ (чёрный график) и $\lambda(\bar{1}, \Pi_0)$ (тёмно-серый график) в амплитуде импульса электрона $\Pi(\tau)$ от Π_0 .

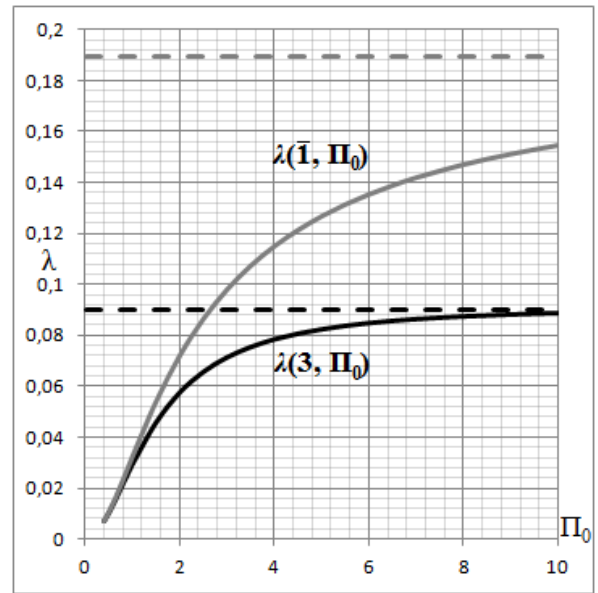


Рис. 3.4. Зависимость долей $\lambda(3, \Pi_0)$ (чёрный график) и $\lambda(\bar{1}, \Pi_0)$ (тёмно-серый график) в амплитуде электрического поля $E(\tau)$ от Π_0 .

Амплитуды гармоник ряда Фурье для функции импульса электрона $\Pi(\tau)$ равны

$$A_0 = 0, \quad A(n) = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Pi(\tau) \cos\left(\frac{2\pi n\tau}{T}\right) d\tau, \quad B(n) = 0,$$

а амплитуды для ряда электрического поля $E(\tau)$, исходя из первого уравнения в (3.1),

$$\tilde{A}_0 = 0, \quad \tilde{A}(n) = 0, \quad \tilde{B}(n) = -A(n) \frac{2\pi n}{T}.$$

Амплитуды $A(n)$ с чётными n равны нулю, все амплитуды $B(n)$ равны нулю тождественно. Наибольший вклад в решение $\Pi(\tau)$ вносит первая гармоника с основным периодом. Следующая по значимости — третья гармоника (потому что вторая равна нулю). Чтобы отразить это явление количественно, введём доли

$$\lambda(3, \Pi_0) = \frac{A(3)}{\Pi_0}, \quad \lambda(\bar{1}, \Pi_0) = \frac{\sum_{j=2}^{\infty} A(j)}{\Pi_0} = \frac{\Pi_0 - A(1)}{\Pi_0}, \quad (3.4)$$

с которыми в амплитуду импульса $\Pi(\tau)$ входят, соответственно, третья гармоника и все гармоники кроме основной (рис. 3.3). Т.к. колебания электрического поля сдвинуты на $\pi/2$ относительно колебаний импульса и при $\tau=0$ имеем $E=0$, то вклад гармоник в электрическое поле надо рассматривать в ближайшем его максимуме, тогда под вкладом n -

ой гармоники в амплитуду электрического поля следует понимать вклад в амплитуду E_0 слагаемого $B(n) = -\tilde{B}(n)\sin(\pi n/2)$ по формулам, аналогичным (3.4) (рис. 3.4).

Из рис. 3.3–3.4 видно, что вклады гармоник ограничены асимптотическими значениями, вычислимыми аналитически точно. В ультрарелятивистском пределе ($\Pi_0 \gg 1$) уравнение (3.2) вырождается, и его решение стремится к некоторой предельной функции, составленной из дуг парабол (в пределах одного периода $-\sqrt{2\Pi_0} \leq \tau/2 \leq \sqrt{2\Pi_0}$):

$$\Pi(\tau) = \begin{cases} \Pi_0 - \frac{\tau^2}{2}, & |\tau| \leq \sqrt{2\Pi_0} \\ -\Pi_0 + \frac{(\tau - 2\operatorname{sgn}(\tau)\sqrt{2\Pi_0})^2}{2}, & |\tau| > \sqrt{2\Pi_0} \end{cases}. \quad (3.5)$$

Коэффициенты тригонометрического ряда Фурье функции (3.5) отыскиваются точно:

$$A_0 = 0, \quad A(n) = \frac{32\Pi_0}{\pi^3 n^3} \sin\left(\frac{\pi n}{2}\right), \quad B(n) = 0,$$

а это значит, что на вклад гармоники $n=3$ в амплитуду решения (3.5) по абсолютному значению приходится всего лишь чуть менее 4% от вклада основной гармоники, доля остальных нечётных гармоник ещё меньше:

$$\lambda(3, \Pi_0) = -\frac{32}{27\pi^3} \approx -0,03822 = -3,822\%, \quad \lambda(\bar{1}, \Pi_0) = 1 - \frac{32}{\pi^3} \approx -0,03205 = -3,205\%.$$

Соответствующее (3.5) пилообразное электрическое поле ($-\sqrt{2\Pi_0} \leq \tau/2 \leq \sqrt{2\Pi_0}$)

$$E(\tau) = -\frac{\omega_p mc}{e} \begin{cases} -\tau, & |\tau| \leq \sqrt{2\Pi_0} \\ \tau - 2\operatorname{sgn}(\tau)\sqrt{2\Pi_0}, & |\tau| > \sqrt{2\Pi_0} \end{cases}$$

в разложении в ряд Фурье имеет коэффициенты

$$\tilde{A}_0 = 0, \quad \tilde{A}(n) = 0, \quad \tilde{B}(n) = -A(n)\frac{2\pi n}{T} = -\frac{8\sqrt{2\Pi_0}}{\pi^2 n^2} \sin\left(\frac{\pi n}{2}\right),$$

поэтому вклады гармоник, аналогичные (3.4), стремятся асимптотически к значениям:

$$\lambda(3, \Pi_0) = \frac{8}{9\pi^2} \approx 0,09006 = 9,006\%, \quad \lambda(\bar{1}, \Pi_0) = 1 - \frac{8}{\pi^2} \approx 0,18943 = 18,943\%.$$

В п. 3.5 элементарно учитывается влияние тепловых потерь (диссипация энергии) в колебательной системе (3.1), что меняет форму уравнения (3.2):

$$\frac{d^2 \Pi}{d\tau^2} + \tilde{\nu} \frac{d\Pi}{d\tau} + \frac{\Pi}{\sqrt{1+\Pi^2}} = 0, \quad (3.6)$$

где $\tilde{\nu} \stackrel{def}{=} \nu/\omega_p$ — коэффициент затухания колебаний. Уравнение, подобное (3.6), но с периодическим внешним электромагнитным полем было рассмотрено в монографии [22], где основное внимание было сосредоточено на явлении параметрического резо-

нанса, более простое уравнение (3.6) не исследовалось. В диссертации приближённое аналитическое решение уравнения (3.6) найдено в классическом ($\Pi_0 \ll 1$) и ультрарелятивистском ($\Pi_0 \gg 1$) пределах. Когда коэффициент затухания отрицателен, это соответствует режиму накачки колебаний. В диссертации были исследованы условный период, логарифмические декремент затухающих и инкремент нарастающих колебаний из уравнения (3.6) как функции от амплитуды импульса Π_0 и коэффициента $\tilde{\nu}$. Показано, что они монотонно возрастают с ростом Π_0 и $|\tilde{\nu}|$, кроме условного периода в области $\tilde{\nu} > 0$, где он имеет выраженный локальный минимум. Ключевая особенность процессов затухания и накачки релятивистских колебаний состоит в том, что эти процессы идут быстрее, чем экспоненциально. В п. 3.6 формулируются выводы к третьей главе.

В четвёртой главе диссертации исследование сосредоточено на расчёте ионно-звукового солитона в модели сильно неизотермической плазмы $T_e \gg T_i$ с холодными ионами. В п. 4.1 содержится введение. После него в п. 4.2 ставится задача найти электрический потенциал Φ из одномерной системы гидродинамических уравнений, впервые записанной в 1961 г. А.А. Веденовым, Е.П. Велиховым и Р.З. Сагдеевым [23, 24]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{e}{M} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right), \quad (4.1)$$

где T_e , n_e и T_i , n_i — температура и концентрация, соответственно, электронной и ионной компонент плазмы, n_0 — равновесная концентрация, M — масса ионов, $\vec{v} \parallel x$. Вводя безразмерные переменные $F \stackrel{def}{=} e\Phi/T_e$ и $\eta \stackrel{def}{=} (x - ut)/r_{De}$, где r_{De} — дебаевский радиус электронов, а u — фазовая скорость волнового решения, из (4.1) находим уравнение

$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} = e^F - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2F}{q^2}}}, \quad F|_{\eta=0} = F_m, \quad \left. \frac{dF}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad (4.2)$$

в котором есть безразмерный параметр $q = u/v_s$ — скорость солитона, нормированная на скорость звука (число Маха). В 1967 г. А.В. Гуревич [25] уточнил уравнение (4.2), учтя захват полем волны электронов, которые подчиняются распределению Максвелла:

$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} = e^F - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2F}{q^2}}} - \frac{\Delta n}{n_0}, \quad F|_{\eta=0} = F_m, \quad \left. \frac{dF}{d\eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad (4.3)$$

где поправка к концентрации электронов $\Delta n/n_0$ равна нулю в (4.2), а в (4.3) равна

$$\frac{\Delta n}{n_0} = e^F \operatorname{erf} \sqrt{F} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{F}. \quad (4.4)$$

Порядок автономного дифференциального уравнения (4.3) можно понизить

$$\frac{dF}{d\eta} = \pm \sqrt{2 \left[e^F - e^{F_m} + q^2 \left(\sqrt{1 - \frac{2F}{q^2}} - \sqrt{1 - \frac{2F_m}{q^2}} \right) - \frac{1}{n_0} \int_{F_m}^F \Delta n dF' \right]}, \quad F|_{\eta=0} = F_m \quad (4.5)$$

и далее находить окончательное решение, интегрируя (4.5) численно:

$$\eta = \pm \int_{F_m}^F \frac{dF'}{g(F')}, \quad (4.6)$$

где в качестве $\pm g(F)$ обозначена правая часть уравнения (4.5). С точностью до множителя $-T_e/(e \cdot r_D)$ уравнение (4.5) определяет напряжённость (как градиент) электрического поля. При условии плавного выхода потенциала F на нуль в бесконечности $F|_{\eta \rightarrow \pm\infty} = 0$, $dF/d\eta|_{\eta \rightarrow \pm\infty} = 0$, из (4.5) выводится точная связь между q и амплитудой F_m :

$$q^2 = \frac{\left(e^{F_m} - 1 + \frac{1}{n_0} \int_{F_m}^0 \Delta n dF' \right)^2}{2 \left(e^{F_m} - F_m - 1 + \frac{1}{n_0} \int_{F_m}^0 \Delta n dF' \right)}. \quad (4.7)$$

Подробному сравнению солитонов Р.З. Сагдеева (4.2) и А.В. Гуревича (4.3) посвящён **п. 4.3**. Они также сравниваются с точными решениями из слабо нелинейной теории.

Как было замечено ещё в [24], ионно-звуковой солитон существует не при сколь угодно большой амплитуде. Критическая амплитуда отыскивается из условия:

$$e\Phi_{кр} = \frac{Mu^2}{2}, \quad v_s = \sqrt{T_e/M}. \quad (4.8)$$

Для решения уравнения (4.2) она составляет $F_{cr}=1,256\dots$, из (4.7) ей соответствует число Маха $q_{cr}=1,585\dots$. Для решения (4.3) с (4.4) они равны $F_{cr}=4,772\dots$, $q_{cr}=3,089\dots$

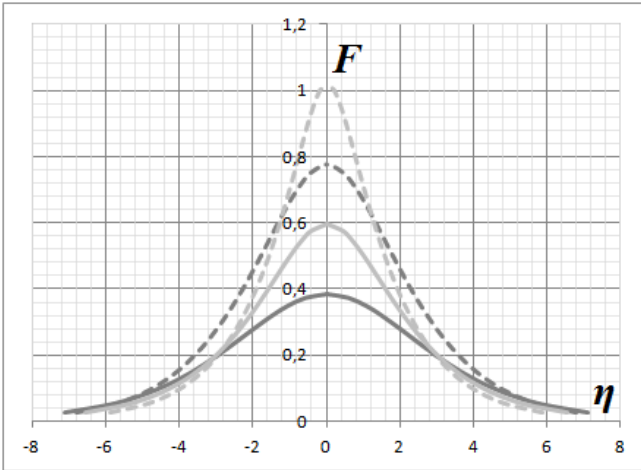


Рис. 4.1. Решения уравнения (4.3) с поправкой (4.9) при $q=1,3$ (сплошные) и $q=1,5$ (пунктиры): $\theta=0,1$ — тёмно-серые кривые, $\theta=0,8$ — светло-серые кривые.

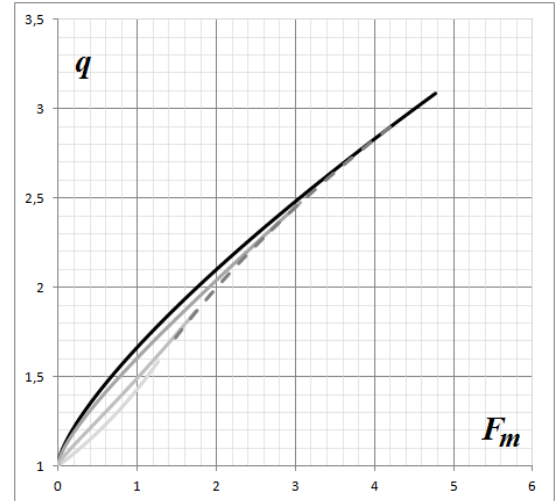


Рис. 4.2: Зависимости q от F_m , сверху вниз от черного к светло-серому: солитон Гуревича [25]; $\theta=0,1$; $\theta=0,8$; солитон Сагдеева [24]. Пунктир — $q_{cr}(F_{cr})$.

Чем выше электронная температура плазмы, тем больше в ней электронов, для которых не применимо распределение Максвелла, на что указывается в п. 4.4. Тогда для вычисления $\Delta n/n_0$ следует использовать распределение Максвелла-Ютнера [26, 27], нормированное на распределение Больцмана в силовом поле. Кинетическая энергия захваченных электронов не превышает $e\Phi$, а их импульс лежит в отрезке:

$$0 \leq \frac{p}{mc} \leq \sqrt{\left(1 + \frac{e\Phi}{mc^2}\right)^2 - 1}.$$

Поправка к концентрации электронов, вместо (4.4), имеет уже более сложный вид:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{\theta^2 e^F}{K_2(1/\theta)} \int_{\frac{1}{\theta}}^{F+\frac{1}{\theta}} z \sqrt{z^2 - \frac{1}{\theta^2}} e^{-z} dz, \quad (4.9)$$

где K_2 — модифицированная функция Бесселя второго рода (функция Макдональда), $\theta = T_e/mc^2$ — безразмерная электронная температура, m — масса покоя электрона.

Таким образом, решение (4.6) уравнения (4.3) с поправкой (4.9) зависит от двух независимых параметров F_m и θ (см. рис. 4.1). Поэтому и скорость солитона q , найденная из (4.7), также зависит от F_m и θ (см. рис. 4.2), а солитоны с одинаковым q , но разной θ уже не подобны друг другу в отличие от нерелятивистского случая. Границы применимости решения, как и ранее, следует искать из (4.8), но теперь критическое число Маха параметризовано температурой (рис. 4.3). Факт зависимости критического числа Маха от θ встречается в литературе (см. [28, 29]), но звучит в контексте и с акцентом на бесстолкновительные ударные волны.

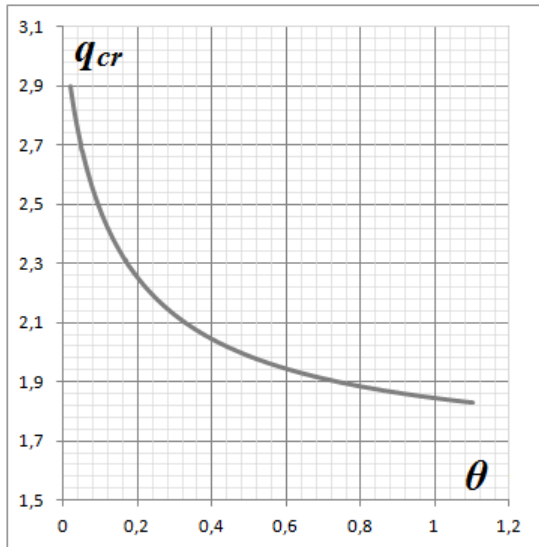


Рис. 4.3. Зависимость критического числа Маха солитона q_{cr} от электронной температуры θ .

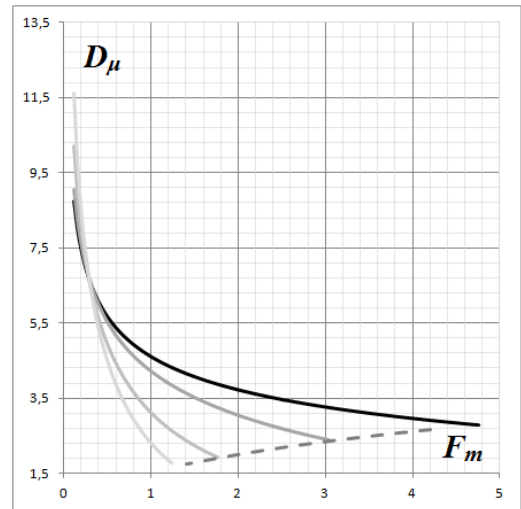


Рис. 4.4. Зависимости ширины солитона D_μ , взятой на полувысоте, от F_m . От черного к светло-серому: солитон Гуревича [25]; $\theta=0,1$; $\theta=0,8$; солитон Сагдеева [24]. Пунктир — $D_\mu(F_{cr})$.

Не составляет большого труда построить графики зависимости эффективной ширины солитона D_μ , взятой на половине амплитуды, от F_m (рис. 4.4). Интересен также такой параметр как площадь S под графиком солитона (рис. 4.5). И ширина, и площадь под графиком зависят от θ . Интересно, что кривые на рис. 4.4 пересекаются приблизительно в области $F_m=0,30\pm 0,02$, а на рис. 4.5 в области $F_m=0,34\pm 0,02$, что позволяет говорить о величине $F_m=0,3$ как о некотором обладающем физическим смыслом критерии малости амплитуды солитона: вблизи и выше неё существенно сказывается нелинейность. Из рис. 4.1–4.2 и 4.4–4.5 оказывается, что солитоны с захватом релятивистских электронов расположены посередине между солитонами Сагдеева и Гуревича, причём, как и следовало ожидать, при низких температурах решения приближаются к солитону Гуревича, но, что неожиданно, при высоких температурах решения приближаются к солитону Сагдеева, словно влияние захваченных электронов уменьшается. Нетрудно оценить, что релятивистский фактор Лоренца γ для водородной плазмы даже при $\theta=10$ отличается от 1 менее чем на 1% и ещё меньше для других веществ, а это оправдывает использование нерелятивистской системы (4.1) в широком интервале температур. В п. 4.5 формулируются выводы к главе.

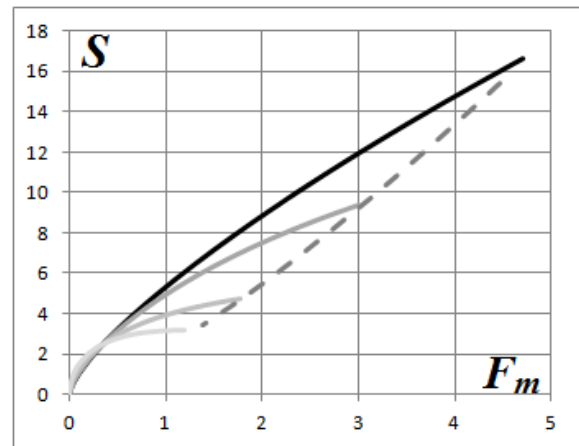


Рис. 4.5. Площадь S , ограниченная солитоном, в зависимости от его амплитуды F_m , от чёрного к светло-серому: солитон Гуревича [25]; $\theta=0,1$; $\theta=0,8$; солитон Сагдеева [24]. Пунктир — $S_{cr}(F_{cr})$.

Основные результаты работы

1. Показано, что первоначально покоившаяся частица в поле плоского электромагнитного импульса релятивистской интенсивности смещается на конечное расстояние, состоящее из продольной и поперечной компоненты. Продемонстрирована нелинейная и монотонная зависимость продольной компоненты от длительности импульса. Установлено, что поперечная компонента максимальна при воздействии предельно коротких и асимметричных электромагнитных импульсов и быстро убывает с ростом их частоты. Предложены экспериментальные схемы наблюдения смещения частицы.

2. В терминах безразмерных импульса и времени получено и исследовано аналитическое одномерное периодическое решение уравнения движения электрона в холодной бесстолкновительной плазме в отсутствие магнитного поля. Найдено точное

выражение для периода колебаний импульса электрона в зависимости от их амплитуды, получены приближённые выражения периода в классическом (малые амплитуды) и ультрарелятивистском (большие амплитуды) пределах. С ростом амплитуды рассчитано увеличение вклада высших гармоник в колебания импульса и электрического поля. Выполнены элементарные расчеты по учёту влияния диссипации энергии.

3. В рамках полуаналитического подхода из системы гидродинамических уравнений неизотермической плазмы с холодными ионами найден электрический потенциал ионно-звукового солитона с учётом захвата релятивистских электронов. Найдены зависимости числа Маха, эффективной ширины и площади под графиком солитона от его амплитуды при различной электронной температуре. Данные зависимости сопоставлены с известными для солитонов Р.З. Сагдеева и А.В. Гуревича. Построена зависимость критического числа Маха от электронной температуры. Обнаружено, что с ростом электронной температуры влияние электронов на поле солитона уменьшается. Проанализирован градиент электрического поля.

Список публикаций по теме диссертации

- 1). Андреев С.Н., **Габышев Д.Н.**, Еремеичева Ю.И., Макаров В.П., Рухадзе А.А., Тараканов В.П. *Сдвиг покоящейся зараженной частицы под воздействием плоского квазимонохроматического электромагнитного импульса* // Труды 57-й научной конференции МФТИ с международным участием, посвященной 120-летию со дня рождения П.Л. Капицы. Общая и прикладная физика, М: МФТИ, 2014. 115 с. С. 33–5.
- 2). Andreev S.N., **Gabyshev D.N.**, Ereimeicheva Yu.I., Makarov V.P., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P. *Motion of a charged particle in a plane electromagnetic pulse* // Laser Physics, v. 25, no. 6, p. 066002 (2015).
- 3). **Габышев Д.Н.** *Поперечный сдвиг заряженной частицы в поле плоского электромагнитного импульса* // Инженерная физика, №1, с. 4–10 (2016).
- 4). **Габышев Д.Н.**, Рухадзе А.А. *Нелинейные ленгмюровские волны в холодной бесстолкновительной плазме* // Инженерная физика, №6, с. 53–8 (2016).
- 5). **Габышев Д.Н.**, Рухадзе А.А. *Ангармонизм ленгмюровских колебаний большой амплитуды и феноменология их развития* // Инженерная физика, №10, с. 45–58 (2016).
- 6). **Габышев Д.Н.**, Рухадзе А.А. *Сильно нелинейный ионно-звуковой солитон с релятивистскими электронами* // Краткие сообщения по физике ФИАН, №1, с. 9–14 (2017).
- 7). **Габышев Д.Н.**, Рухадзе А.А. *Сильно нелинейный ионно-звуковой солитон* // Инженерная физика, №3, с. 21–35 (2017).

Цитируемая литература

1. Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П. *Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями* // УФН **178**(8) 823 (2008). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808b.0823
2. Reckenthaeler P., Centurion M., Yakovlev V.S., Lezius M., Krausz F., Fill E.E. *Proposed method for measuring the duration of electron pulses by attosecond streaking* // Phys. Rev. A. **77**(4) 042902 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.77.042902
3. Müller C., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Muon pair creation from positronium in a linearly polarized laser field* // Phys. Rev. A **78**(3) 033408 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.78.033408
4. Müller C., Deneke C., Ruf M., Mocken G.R., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Lepton pair production in high-frequency laser fields* // Laser Phys. **19**(4) 791 (2009). DOI: 10.1134/S1054660X09040379
5. Mocken G.R., Ruf M., Müller C., Keitel C.H. *Nonperturbative multiphoton electron-positron-pair creation in laser fields* // Phys. Rev. A **81**(2) 022122 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevA.81.022122
6. Гершман Б.Н. *Динамика ионосферной плазмы*. М.: Наука, 1974.
7. Герендель Г., Люст Р. *Искусственные облака плазмы в космическом пространстве* // УФН **98**(4) 709 (1969). DOI: 10.3367/UFNr.0098.196908c.0709
8. Френкель Я.И. *Электродинамика. Т. 1: Общая теория электричества*. М.; Л.: ОНТИ ГТТИ, 1934. С. 379–81.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Т. 4. Теория поля*. М.-Л.: ГИТТЛ, 1941. С. 45–8, 61–3, 112–3.
10. McMillan E.M. *The Origin of Cosmic Rays* // Phys. Rev. **79**(3) 498 (1950). DOI: 10.1103/PhysRev.79.498
11. Eberly J.H., Sleeper A. *Trajectory and Mass Shift of a Classical Electron in a Radiation Pulse* // Phys. Rev. **176**(5) 1570 (1968). DOI: 10.1103/PhysRev.176.1570
12. Eberly J.H. *VII Interaction of Very Intense Light with Free Electrons* // Prog. Optics **7** 359 (1969). DOI: 10.1016/S0079-6638(08)70598-5
13. Sarachik E.S., Schappert G.T. *Classical Theory of the Scattering of Intense Laser Radiation by Free Electrons* // Phys. Rev. D **1**(10) 2738 (1970). DOI: 10.1103/PhysRevD.1.2738
14. Salamin Y.I. *Classical relativistic dynamics of a free electron in an intense laser field* // J. Phys. A: Math. Gen. **30**(12) 4399 (1997). DOI: 10.1088/0305-4470/30/12/026

15. Bauer D. *Theory of intense laser-matter interaction*. Germany, Heidelberg: Max-Planck-Institute für Kernphysik, 2006. Pp. 14–25.
16. Галстян А.М., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Движение заряженной частицы в поле короткого лазерного импульса релятивистской интенсивности* // Краткие сообщения по физике ФИАН **34**(3) 31 (2007). DOI: 10.3103/S1068335607030049
17. Галкин А.Л., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Релятивистское движение и излучение электрона в поле интенсивного лазерного импульса* // Квантовая электроника **37**(10) 903 (2007).
18. Andreev S.N., Gabyshev D.N., Ereimeicheva Yu.I., Makarov V.P., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P. *Motion of a charged particle in a plane electromagnetic pulse* // Laser Phys. **25**(6) 066002 (2015). DOI: 10.1088/1054-660X/25/6/066002
19. Габышев Д.Н. *Движение заряженной частицы в поле квазимонохроматической и квазиплоской электромагнитной волны*: дис. ... магистра прикладной математики и информатики 01.04.02: защищена 9.6.2015. М., 2015. 87 с.
20. Половин Р.В. *Продольные колебания плазмы* // ЖЭТФ **31**(2) 354 (1956).
21. Jahnke E., Emde F., Lösch F. *Tafeln höherer Funktionen*. 7th ed., Stuttgart: V.G. Teubner, 1966, p. 43.
22. Цинцадзе Н.Л., Цхакая Д.Д. *Релятивистские нелинейные эффекты в плазме*. Тбилиси: Мецниереба, 1989. С. 43.
23. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. *Нелинейные колебания разреженной плазмы (I)* // Ядерный синтез **1**(2) 82 (1961).
24. Сагдеев Р.З. *Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме* // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 20.
25. Гуревич А.В. *Распределение захваченных частиц в потенциальной яме в отсутствие столкновений* // ЖЭТФ **53**(3) 953 (1967).
26. Jüttner F. *Das Maxwellsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Relativtheorie* // Ann. Phys. **339**(5) 856 (1911). DOI: 10.1002/andp.19113390503
27. Jüttner F. *Die Dynamik eines bewegten Gases in der Relativtheorie* // Ann. Phys. **340**(6) 145 (1911). DOI: 10.1002/andp.19113400608
28. Stockem A., Boella E., Fiuza F., Silva L.O. *Relativistic generalization of formation and ion-reflection conditions in electrostatic shocks* // Phys. Rev. E, **87**(4) 043116 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevE.87.043116
29. Boella E. *Ion acceleration driven by intense laser pulses*, PhD thesis, Politecnico di Torino, 2014. P. 31–48. DOI: 10.6092/polito/porto/2560337