

Отзыв кандидата физ.-мат. наук, доцента по специальности «физика плазмы»
С. А. Корягина на диссертацию И. Н. Китаева «Нелинейные явления
в электростатических плазменных волнах: обратные волны, потоки частиц,
двухтоновые волны и самобиения», представленной на соискание учёной степени
кандидата физ.-мат. наук по специальности 1.3.3 — теоретическая физика

Диссертационная работа Ильи Николаевича Китаева посвящена теоретическому исследованию нелинейных волновых процессов в плазме как с базовым электрон-ионным, так и многокомпонентным корпускулярным составом. Последний подразумевает ионные фракции с сильно отличающимися между собой температурами либо компоненту из макрочастиц — заряженной пыли. Среди многообразия волновых процессов для изучения выбраны электростатические (плазменные) волны, в которых компоненты среды взаимодействуют между собой посредством электрического поля, создаваемого макроскопическими зарядами возмущённых плазменных фракций — без участия электрического тока и сопутствующего ему магнитного поля.

Считаю необходимым прокомментировать первое и второе положения, выносимые автором на защиту (с. 5 автореферата и с. 9 диссертации).

1. Первое положение: «Рассчитаны нелинейные профили и групповые скорости обратных и боковых волн, в виде которых ленгмюровские, ионно-звуковые и пыле-акустические возмущения могут распространяться при определённых, теоретически вычисленных условиях».

1.1. Обратные и боковые волны

В первой главе диссертации автор рассматривает вариант плазмы, в которой выделенная корпускулярная фракция (электроны, ионы или пыль) движется относительно наблюдателя с ненулевой средней по пространству скоростью v_0 . В выделенной фракции происходит волновое движение не обязательно с малой амплитудой. Выделенная динамически значимая корпускулярная компонента несёт в себе основную плотность импульса волнового движения.

Остальные (вспомогательные) фракции (ионы в ленгмюровской волне, электроны в ионно-звуковой волне, ионы с электронами в пылевой звуковой волне) участвуют в волновом движении лишь через свою концентрацию, но не гидродинамическую скорость (импульс). Соответственно, их роль в волновом процессе описывается посредством заданной функциональной связи между концентрацией и электрическим потенциалом: однородное распределение ионов в ленгмюровской волне, больцмановское распределение (1.23) электронов в ионно-звуковой волне и такое же распределение (1.75) электронной и ионной фракций в пылевой звуковой волне. Выбранная

математическая модель (решаемые диссертантом уравнения гидродинамики (1.2)–(1.4), (1.38)–(1.40) и (1.76)–(1.78)) ничем не отличается от варианта, где вспомогательные фракции летят относительно наблюдателя с той же постоянной регулярной скоростью v_0 , что и выделенная динамически значимая компонента.

Поэтому найденные автором решения гидродинамических уравнений совпадают с известными решениями для прямых ленгмюровских, ионно-звуковых и пыле-звуковых волн (необязательно линейных) в неподвижной плазменной среде, только рассматриваемые наблюдателем, движущимся относительно среды с постоянной скоростью $-v_0$. В известных волновых решениях в собственной системе отсчёта среды для концентрации, гидродинамической скорости динамически значимой фракции и электрического потенциала достаточно провести преобразование Галилея для их аргумента в виде радиус-вектора (одной и той же пространственно-временной точки) между системами неподвижной среды и движущегося наблюдателя. К гидродинамической скорости плазменной фракции (как одной из искомых функций) следует ещё добавить постоянную скорость v_0 перемещения среды как целого относительно наблюдателя.

Галилеев пересчёт пространственных радиус-векторов и скоростей делает тривиальным первое защищаемое положение в части расчёта нелинейных профилей обратных и боковых волн. Представленные автором мгновенные профили электрического потенциала и концентрации на рис. 1.10, 1.11 и 1.14, естественно, совпадают с профилями соответствующей прямой волны в системе отсчёта неподвижной среды (о чём и сообщает автор на с. 36 и с. 43 диссертации, комментируя названные графики).

Полагаю, что избранный автором подход в виде решения гидродинамических уравнений в движущейся среде (вместо галилеева пересчёта аргументов искомых функций между системами отсчёта неподвижной среды и наблюдателя) представляется неадекватно сложным как доказательство первого защищаемого положения.

1.2. Групповая скорость

В первом защищаемом положении понятие групповой скорости относится только к линейной волне. Определение соответствующей величины для нелинейного процесса в целом сохраняется, в частности, характеризует перенос области с постоянным пространственным периодом внутри более протяжённой структуры типа нелинейного амплитудно- и/или частотно-модулированного волнового цуга. См. главы 11 и 15 монографии Джеральда Уизема «Линейные и нелинейные волны» (М.: Мир, 1977). Диссертант не ставил цель рассчитать групповую скорость для нелинейной волны.

Групповая скорость процесса в системе неподвижной среды и наблюдателя отличается на скорость v_0 взаимного относительного движения данных систем отсчёта. Формулы (1.22), (1.55) и (1.87) в диссертации точно соответствуют указанному галилееву расчёту групповой скорости в системе подвижного наблюдателя через известную групповую скорость линейной ленгмюровской, ионно-звуковой или пыле-звуковой волны в покоящейся плазме.

Таким образом, первое защищаемое положение тривиально и в части расчёта групповой скорости обратной волны в движущейся плазме: повторяет галилеев пересчёт скорости некоторой материальной точки между системами отсчёта. Автор применил неадекватно сложный подход (линеаризация гидродинамических уравнений и поиск дисперсионного уравнения для волн в движущейся среде), чтобы защитить первое диссертационное положение (нигде не упоминая возможность более простого галилеева подхода).

1.3. Доказательство существования обратных и боковых волн

Существование обратных и боковых волн тривиально для изотропной системы с дисперсией (в которой нерелятивистская фазовая и групповая скорости отличаются по модулю), если волновой процесс регистрирует движущийся относительно среды наблюдатель. Прямая волна в собственной системе отсчёта среды выглядит обратной для наблюдателя, который равномерно перемещается относительно среды навстречу плоским фазовым фронтам со скоростью в интервале между значениями групповой и фазовой скоростей волны (в системе среды). Аналогично, прямая волна выглядит боковой для наблюдателя, который летит относительно среды навстречу плоским фазовым фронтам точно с групповой скоростью волны и дополнительно смещается поперёк волнового вектора с некоторой ненулевой скоростью.

Таким образом, обратные и боковые волны типичны для произвольной изотропной диспергирующей среды (а не только плазмы), которая движется относительно наблюдателя.

2. Второе положение, выносимое на защиту: «Вычислены потоки ионов и пылевой поток, которые могут переноситься нелинейными периодическими и солитонными ионно-звуковыми и пылеакустическими волнами произвольной амплитуды. Теоретически доказано, что одна из мод ионно-звуковой волны в плазме с двумя сортами ионов может переносить ионы в противоположные стороны».¹

2.1. Противонаправленный волновому вектору поток вещества (и импульс среды) в ионно-звуковой волне малой (ненулевой) амплитуды (в случае одного сорта ионов).

¹ Перенос вещества волновым движением в среде принято характеризовать скоростью стоковского дрейфа — разностью между средней по времени лагранжевой скоростью перемещающегося элемента жидкости (средней скоростью по частицам среды) и средней по времени эйлеровой скоростью в фиксированном сечении потока (средней скоростью по объёму); см. en.wikipedia.org/wiki/Stokes_drift; формулы (2.21) и (2.22) в учебнике Г. Фалькович «Современная гидродинамика. Краткий курс». М.—Ижевск: НИЦ «Регулярная и стохастическая динамика», 2014. Скорость стоковского дрейфа одинакова для любого наблюдателя, равномерно движущегося относительно среды. Приведённые на рис. 2.5, 2.10, 2.14, 2.19, 2.24 диссертации потоки зависят от выбранной лабораторной системы отсчёта. Чтобы трансформировать их в инвариантные по отношению к системе отсчёта величины, из них следует вычесть произведение $\langle n_i \rangle \langle \mathbf{v} \rangle$ средней по пространству концентрации плазменной фракции $\langle n_i \rangle$ и средней по пространству (эйлеровой) скорости $\langle \mathbf{v}_i \rangle$ той же фракции. Применение инвариантных (стоксовых) потоков исключило бы парадоксальные результаты работы.

Защищаемое положение в части вычисления потоков наиболее ярко проявляется в отрицательном потоке вещества (против волнового вектора) на рис. 2.5 на с. 52 диссертации в нелинейной ионно-звуковой волне с холодными ионами (уже при малой, но нулевой амплитуде волны). Обнаруженный отрицательный поток вещества (а следовательно и пропорциональная ему средняя по пространству плотность импульса среды) находится в противоречии с квазиклассическим подходом из квантовой механики, что волна с малой амплитудой представляет собой набор большого числа плазмонов с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ каждый. Классически измеримый импульс волны (суммарный импульс всех плазмонов) направлен вдоль, а не против волнового вектора \mathbf{k} .

Указанный парадокс между отрицательным потоком на рис. 2.5 в диссертации и классическим представлением о положительном импульсе волны (вдоль её волнового вектора) вскрывает проблему, как определить импульс волны (пропорциональный ему поток вещества, рассчитываемый в диссертации) в движущейся среде: существует неоднозначность в разделении полей физических величин на поле возмущения и равномерное движение среды. (Проблема рассматривалась в статье Степанянц Ю. А., Фабрикант А. Л. «Распространение волн в сдвиговых гидродинамических течениях» // Успехи физических наук. 1989. Т. 159, вып. 1. С. 83–123. DOI: 10.3367/UFNr.0159.198909c.0083)

Неоднозначность происходит от инвариантности решаемых гидродинамических уравнений к преобразованию Галилея координат и скорости. Так, если существует некоторое решение гидродинамических уравнений в виде концентрации $n_1(\mathbf{r}, t)$ и скорости $\mathbf{v}_1(\mathbf{r}, t)$, то существует целое множество решений $n_2(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}_2(\mathbf{r}, t)$ с тем же пространственным профилем концентрации и скорости, только к скорости добавлена постоянная величина $\Delta\mathbf{v}_{\text{free}}$ и новые профили сдвинуты в пространстве относительно исходных на вектор $\Delta\mathbf{r} = \Delta\mathbf{v}_{\text{free}} t$, монотонно изменяющийся со временем t :

$$n_2(\mathbf{r}, t) = n_1(\mathbf{r} - \Delta\mathbf{v}_{\text{free}} t, t), \quad \mathbf{v}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_1(\mathbf{r} - \Delta\mathbf{v}_{\text{free}} t, t) + \Delta\mathbf{v}_{\text{free}}. \quad (1)$$

Отмеченное преобразование соответствует дополнительному равномерному движению среды как целого относительно наблюдателя со скоростью $\Delta\mathbf{v}_{\text{free}}$ вместе с расширяющейся внутри неё одной и той же волновой структурой.

В случае рассматриваемых во второй главе диссертации пространственно-периодических нелинейных волн вышеуказанное преобразование (1) даёт решения, в которых средняя по пространству плотность потока вещества (и пропорциональная ему средняя плотность импульса) отличается от аналогичной величины в «базовом» решении $n_1(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}_1(\mathbf{r}, t)$ на вектор $\langle\Delta\Gamma_i\rangle = \Delta\mathbf{v}_{\text{free}} \langle n_i\rangle$, пропорциональный параметру $\Delta\mathbf{v}_{\text{free}}$ преобразования (1) и средней по пространству концентрации среды $\langle n_i\rangle$. Изменяя параметр $\Delta\mathbf{v}_{\text{free}}$, можно получить любую наперёд заданную среднюю плотность потока вещества (средний импульс), в том числе, направленную против волнового вектора \mathbf{k} (отрицательный поток/импульс в линейной или нелинейной волне).

В частности, свободный параметр $\Delta \mathbf{v}_{\text{free}}$ в преобразовании (1) можно выбрать пропорциональным квадрату амплитуды волны (квадрату максимальной электрической напряжённости $|E_{\text{max}}|$ в волне) и направить вдоль или против волнового вектора: $\Delta \mathbf{v}_{\text{free}} = \alpha |E_{\text{max}}|^2 \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$. Подбирая коэффициент пропорциональности α , можно получить любую наперёд заданную квадратичную зависимость средней плотности потока вещества (импульса линейной волны) от её малой амплитуды (включая отрицательный импульс, как на рис. 2.5 диссертации в окрестности начала осей графика).

Отрицательный поток вещества на рис. 2.5 диссертации (уже при малой амплитуде волны) происходит от выбора автором лишь одного из множества возможных «начальных» условий после формулы (2.6) на гидродинамическую скорость в точке максимума напряжённости электрического поля на периоде волны (которая является точкой минимума сагдеевского потенциала). Автор полагает гидродинамическую скорость нулевой в лабораторной системе в точке максимума электрической напряжённости: $v_i(0) \equiv u_i(0) + V = 0$. Данный выбор корректен для волны с нулевой амплитудой — для состояния покоя среды без волнового возмущения. Однако для волны с ненулевой (пусть и малой) амплитудой можно придать гидродинамической скорости ненулевое значение в той же точке, пропорциональное квадрату максимальной электрической напряжённости $|E_{\text{max}}|$ в волне: $v_i(0) = \alpha |E_{\text{max}}|^2$ — провести корректировку посредством преобразования (1).

Согласно преобразованию (1), следует также поправить «фазовую» скорость нелинейной волны в «бегущей» переменной $\xi = x - Vt$ со значения V на $V' = V + \alpha |E_{\text{max}}|^2$. В этом случае одноимённый параметр V в сагдеевском потенциале (на рис. 2.1) сохраняет своё прежнее значение V , но уже не совпадает с «обновлённой» фазовой скоростью V' . Сохранение профиля сагдеевского потенциала обеспечивает сохранение пространственного профиля волны, в частности, длины волны.

Изложенная здесь корректировка решения из раздела 2.2 диссертации добавляет к средней плотности потока на рис. 2.5 величину $\langle \Delta \Gamma_i \rangle = v_i(0) \langle n_i \rangle \approx \alpha |E_{\text{max}}|^2 n_{0i}$. Увеличение коэффициента пропорциональности α в сторону положительных значений сначала сделает менее резкой параболическую зависимость на рис. 2.5 для отрицательного потока вещества; далее при некотором значении α_0 на графике сформируется точка перегиба в начале координат; наконец, при больших α график приобретёт вид параболы с ветвями вверх, а не вниз — положительный поток в области малой ненулевой амплитуды.

Классическому представлению о положительном импульсе линейной волны (набору большого числа плазмонов с импульсом $\hbar \mathbf{k}$) соответствует положительная поправка к гидродинамической скорости в точке максимума электрической напряжённости, равная абсолютной величине отрицательной средней по периоду гидродинамической эйлеровой скорости $\langle v_i \rangle$ (для полученных диссертантом волн).

Таким образом, автор весьма некритично подошёл к расчёту средней плотности потока вещества в ионно-звуковой волне (первой части второго защищаемого положения в диссертации). Выбор лишь одного из множества возможных «начальных» условий на гидродинамическую скорость в точке максимума электрической напряжённости (после формулы (2.6)) создал мнимый парадокс между полученным отрицательным потоком (и импульсом) уже в линейной волне (около начала осей на рис. 2.5) и классическим представлением о положительном импульсе в звуковом возмущении малой (ненулевой) амплитуды. Такая некритичность к собственным результатам порождает ложные сущности и не соответствует принципу «бритвы Оккама».

2.2. Встречные потоки фракций в ионно-звуковой волне

В качестве примера противонаправленных ионных потоков в ионно-звуковой волне (см. рис. 2.13 на с. 65) автор рассматривает плазму с холодной и горячей фракциями ионов (с идентичной массой и зарядом частиц). Температура более плотной ионной фракции выбрана существенно ниже электронной температуры, чтобы исключить сильное бесстолкновительное затухание волны. Температура горячей разреженной ионной фракции (по сути примеси) выбрана настолько высокой, что тепловая скорость её частиц превысила фазовую скорость ионно-звуковой волны в основной (холодной) ионной компоненте (см. параметры плазмы на с. 63 диссертации).

Горячая ионная примесь с настолько высокой тепловой скоростью ведёт себя как экранирующая субстанция по отношению к рассматриваемому волновому процессу (скажем, подобно позитронам в той же концентрации, поскольку масса высокоскоростных частиц не проявляется в дебаевском экранировании). Настолько горячую ионную примесь можно запускать с произвольной направленной скоростью относительно фоновой среды (в том числе выше фазовой скорости волнового процесса), лишь бы направленная скорость оставалась заметно ниже тепловой скорости этих горячих ионов (чтобы исключить сильное затухание Ландау ионно-звуковой волны на горячих ионах). Указанное направленное движение не меняет пространственный профиль и фазовую скорость волновой структуры.

Таким образом, представленный автором пример на рис. 2.13 регулярного встречного движения ионных фракций не является показательным для доказательства второго защищаемого положения в диссертации в части взаимно противоположного движения ионов в ионно-звуковой волне. Горячая ионная примесь в выбранном автором примере может быть запущена с весьма произвольной скоростью относительно фоновой среды (в любую сторону) без изменения пространственного профиля волны. Вместо выбора весьма произвольной относительной скорости ионных фракций, автор увеличивает среднюю по пространству относительную скорость компонент примерно пропорционально квадрату амплитуды ионно-звуковой волны (фиксируя «начальным» условием после формулы (2.28) нулевую скорость обеих фракций в лабораторной системе в точке максимума электрической напряжённости).

Считаю тривиальным второе защищаемое положение диссертации в своей заключительной части о возможности среднего взаимно противоположного движения ионных фракций в ионно-звуковой волне. Избранный автором пример описывает случай очень горячей ионной примеси (с тепловой скоростью выше фазовой скорости волнового процесса в 3 раза). Настолько горячая примесь ведёт себя как дебаевски экранирующая компонента и её можно продувать сквозь среду с произвольной скоростью в интервале от нуля до, как минимум, фазовой скорости V процесса (без изменения профиля волны и в отсутствие существенного затухания Ландау).

Заключение

Считаю тривиальными первое и второе защищаемые положения диссертации для квалификационной работы на степень кандидата физико-математических наук по специальности 1.3.3 «Теоретическая физика». Тривиальность происходит: 1) от неадекватно сложного способа обоснования первого положения (вместо простого галилеева пересчёта координат и скоростей между системами отсчёта неподвижной диспергирующей среды и наблюдателя); 2) от отсутствия критического анализа в доказательстве второго положения, а именно, попытки разрешить противоречие между найденным отрицательным потоком вещества в ионно-звуковой волне с холодными ионами и классическим представлением о положительном импульсе волны малой амплитуды.

Тривиальность защищаемых положений не означает ошибки в их сложном математическом обосновании. Математические расчёты корректные.

Автореферат правильно отражает содержание диссертации.

Не рекомендую присваивать Илье Николаевичу Китаеву степень кандидата физико-математических наук по специальности 1.3.3 «Теоретическая физика» на основании представленной рукописи «Нелинейные явления в электростатических плазменных волнах: обратные волны, потоки частиц, двухтоновые волны и самобиения».

Старший научный сотрудник отдела астрофизики и физики космической плазмы ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (603950, г. Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, д. 46), кандидат физ.-мат. наук, доцент Сергей Александрович Корягин (эл. почта koryagin@ipfran.ru; раб. т. +7-831-4164885)

Корягин (С.А. Корягин) 28.02.2024

Подпись С. А. Корягина заверяю
учёный секретарь ИПФ РАН,
кандидат физ.-мат. наук
И. В. Корюкин

28 февраля 2024 г.

И. В. Корюкин

