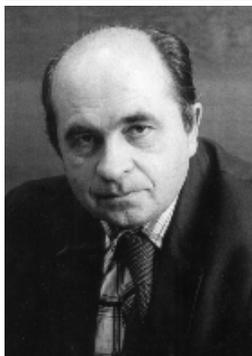
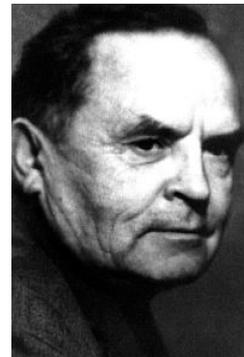


ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

А.А. Рухадзе

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Дан краткий исторический обзор развития фундаментальной физики плазмы, в котором основные этапы были определены такими физиками: 1. И. Ленгмюр первый экспериментально исследовал свойства плазмы, нашел основные характеристики плазмы и определил условия реализации плазменного состояния; 2. Л.Д. Ландау первый понял причину неприменимости газового приближения для описания плазмы, но пренебрег самосогласованным полем и не достиг цели; 3. А.А. Власов показал важную роль самосогласованного поля и первый получил правильное уравнение, описывающее плазму, а также теоретически обосновал эксперименты И. Ленгмюра по наблюдению плазменных волн и их дисперсию; 4. Н.Н. Боголюбов развил общий метод вывода динамических уравнений для плазмы и показал, что в первом приближении по параметру Ландау справедливо уравнение Власова, а второе приближение приводит к поправке Ландау к уравнению Власова; 5. Г.В. Гордеев первый показал, что звуковая ветвь колебаний отличается от звука в газах, звук в плазме изотермический и существует только в неизотермической плазме; 6. Б.Б. Кадомцев и В.П. Силин показали, что в плазме существуют незатухающие моды ионно-звуковых колебаний и впервые построили теорию турбулентности плазмы на незатухающих модах Власова.



И. Ленгмюр, Л.Д. Ландау, А.А. Власов, Н.Н. Боголюбов, Б.Б. Кадомцев, В.П. Силин

ВВЕДЕНИЕ

1. Ниже речь будет идти исключительно о полностью ионизованной газоразрядной электронно-ионной плазме, хотя современная теория плазмы с таким же успехом применяется к твердотельной плазме металлов и полупроводников, а также к электролитам. Дело в том, что именно газовый разряд, а точнее оптика излучения возбужденных атомов в газовом разряде стала предметом интенсивных исследований в конце 19-го и в начале 20-го веков, результаты которых легли в основу создания квантовой механики. Сам же газовый разряд как самостоятельный физический объект в то время никого особо не интересовал.

Первый, кто начал последовательное исследование физики плазмы газового разряда был американский физико-химик Ирвин Ленгмюр. Он же ввел в 1926 году определение плазмы «как газа, состоящего из электронов, ионов и нейтральных атомов и молекул»¹.

¹ Наличие в этом определении слов «плазма это газ...» впоследствии оказалось причиной многих недоразумений, которые не полностью искоренены до настоящего времени.

1926 год следует считать первой основной вехой в теории физики плазмы, поскольку именно в этом году И. Ленгмюр, изучая низкочастотные (по сравнению с оптическими частотами) волны в газоразрядной плазме, обнаружил новую, не существующую в обычных газах нейтральных частиц, ветвь колебаний. Частота обнаруженных колебаний оказалась пропорциональной квадратному корню из плотности электронов n_e и обратно пропорциональной квадратному корню из его массы m [1]:

$$\omega = \omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \approx \sqrt{3 \cdot 10^9 n_e} \text{ 1/c}. \quad (1)$$

Здесь e – заряд электрона. И. Ленгмюр сам же попытался объяснить этот спектр на основе простейшей модели независимых частиц (подробнее о теоретических моделях описания плазмы можно познакомиться по монографиям [2 - 4]). Он действительно получил в такой модели спектр частот колебаний плазмы (1) и условие их существования:

$$\omega_{Le} \gg v_e, \quad (2)$$

где v_e – частота упругих столкновений электронов в плазме ионами и нейтральными частицами (обратное время релаксации их импульса). Это был безусловный триумф И. Ленгмюра, и эти колебания получили название ленгмюровских колебаний, а частота (1) – ленгмюровской частоты.

В том же 1926 году И. Ленгмюром и Л. Тонксом по резонансному поглощению СВЧ-волн в плазме (резонансы Тонкса–Ленгмюра) была исследована дисперсия ленгмюровских волн в модели двухжидкостной гидродинамики в длинноволновом приближении ($\omega \gg kv_{Te}$) (фазовая скорость волны много больше тепловой скорости электронов) и теоретически получен спектр частот с дисперсией [5]:

$$\omega = \omega_{Le} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{Le}^2} \right). \quad (3)$$

Здесь k – волновой вектор ленгмюровской волны, а $v_{Te} = \sqrt{T_e/m}$ – тепловая скорость электронов, где T_e – температура электронов (постоянная Больцмана принята равной единице).

О совпадении дисперсионной поправки в спектре (3) с экспериментом можно было говорить лишь качественно. Это расхождение теории с экспериментом было разрешено значительно позже, после создания кинетической теории плазмы. Но об этом позже.

Сейчас же отметим, что в работе [5] был теоретически получен и спектр акустических колебаний, которых искал в экспериментах И. Ленгмюр в своей первой работе [1]. Этот спектр с учетом затухания ($\omega \rightarrow \omega + iv_i$) в низкочастотном пределе ($\omega \ll \omega_{Li}$) выглядит так:

$$\omega = kc_s - iv_i. \quad (4)$$

Здесь $c_s = \sqrt{\gamma(T_e + T_i)/M}$ – скорость звука, причем T_e и T_i – температуры электронов и ионов соответственно; M – масса иона в плазме; v_i – частота упругих столкновений ионов; γ – постоянная адиабаты (для одноатомного газа $\gamma = 5/3$). Акусти-

ческий спектр (4) также только качественно соответствовал эксперименту; количественное расхождение было еще более разительным, чем в случае ленгмюровского спектра (3). И эта проблема была разрешена позже.

2. Первый, кто понял, что для описания газа с кулоновским взаимодействием частиц кинетическое уравнение Больцмана, основанное на разложении по степеням плотности частиц (вследствие малости радиуса взаимодействия сил по сравнению со средним расстоянием между частицами), не применимо был Л.Д. Ландау. Необходимо построение новой кинетической теории. И он в 1937 году попытался построить такую теорию [6]. Л.Д. Ландау правильно понял, что причина появления новых явлений в плазме (в частности, ленгмюровских волн) лежит в дальнедействии кулоновских сил взаимодействия частиц плазмы. При этом он исходил из предположения о малости кулоновского взаимодействия частиц по сравнению с их тепловой энергией:

$$e^2 n^{1/3} \ll T, \quad (5)$$

и воспользовался приближением малой передачи импульса частиц при столкновениях. В результате Л.Д. Ландау получает кинетическое уравнение Больцмана в форме Фоккера-Планка для одночастичной функции распределения с упрощенным интегралом столкновений [6] (о выводах интегралов столкновений см. [3]):

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v}_a \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}} + e_a \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_a \times \vec{B}] \right\} \frac{\partial f_a}{\partial \vec{p}_a} = \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} \left[D_{ij}^a \frac{df_a}{dp_{aj}} - A_{ij}^a f_a \right], \quad (6)$$

$$D_{ij}^a = \sum_{\beta} \int d\vec{p}_{\beta} I_{ij}^{a\beta} (\vec{p}_a, \vec{p}_{\beta}) f_{\beta}(\vec{p}_{\beta}),$$

$$A_{ij}^a = \sum_{\beta} \int d\vec{p}_{\beta} I_{ij}^{a\beta} (\vec{v}_a, \vec{v}_{\beta}) \frac{\partial f_{\beta}}{\partial p_{\beta j}}.$$

Здесь $I_{ij}^{a\beta} = 2\pi e_a^2 e_{\beta}^2 L(u^2 \delta_{ij} - u_i u_j) / u^3$, где $\vec{u} = \vec{v}_a - \vec{v}_{\beta}$, $\vec{v}_a = d\vec{r}_a / dt$, а $f_{\alpha}(\vec{p}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}, t)$ – одночастичная функция распределения частиц сорта α ($\alpha = e, i$). Наконец, L – расходящийся кулоновский логарифм (логарифм Ландау), который Ландау сделал конечным, обрезав взаимодействие на больших расстояниях, как следствие дебаевского экранирования, а на малых расстояниях, как следствие неравенства (5). В результате он оказался равным

$$L = \ln \left(\frac{T}{e^2 n^{1/3}} \right) \gg 1. \quad (7)$$

Метод вывода кинетического уравнения Ландау (6) по существу эквивалентен применению газового приближения для описания электронного газа, и это Л.Д. Ландау хорошо понимал. Именно поэтому электрическое и магнитное поля в уравнении (6) он считал заданными.

Неравенство (7) является существенным при выводе интеграла столкновений Ландау в уравнении (6). Оно же означает, что среднее расстояние между частицами мало по сравнению с характерным размером их взаимодействия – дебаевским радиусом. Другими словами, в дебаевской сфере взаимодействия частиц должно находиться много частиц:

$$r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi e^2 n}} \gg r_{cp} = n^{-1/3}. \quad (8)$$

Как результат, каждая частица в плазме временно взаимодействует со многими частицами посредством взаимодействия с полями, создаваемыми ими. По-видимому, записывая условие (8), Л.Д. Ландау на это обстоятельство не обратил внимания. Решая задачу релаксации малых возмущений функции распределения электронов, он полностью пренебрег электромагнитными полями в уравнении (6). В результате, как и следовало ожидать, им было показано, что релаксация электронной функции распределения и всех других величин, вычисляемых с помощью этой функции, полностью определяется столкновениями электронов:

$$\delta f_e(t) \sim \delta f_e(0) \exp(-v_e t), \quad v_e = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^2 e_i^2 L}{T_e^{3/2}}. \quad (9)$$

Л.Д. Ландау не сомневался в правильности этого результата и вплоть до 1946 года отстаивал его.

Таким образом, теория Л.Д. Ландау не смогла объяснить существование новых слабозатухающих коллективных колебаний в плазме со спектром (1). И в принципе она этого сделать не могла, поскольку плазма отнюдь не газ, а, как определил в 1938 году А.А. Власов [7], «плазма это субстанция с дальним взаимодействием, в которой учет только парного взаимодействия частиц явно не достаточен; необходим учет взаимодействия посредством создаваемых частицами электромагнитных полей». Более того, он это обосновал, показав, что парное взаимодействие частиц в плазме всегда мало по сравнению с их обменным взаимодействием посредством полей. При этом становится очевидным, что в первом уравнении (6) правой частью (интегралом парных столкновений частиц) в первом приближении можно пренебречь. И напротив, в этом уравнении следует считать главным третье слагаемое в левой части. Само уравнение при этом следует дополнить системой уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \sum_a e_a \int f_a d\vec{p}, \quad (10)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_a e_a \int \vec{v} f_a d\vec{p}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0.$$

Уравнение (6) без правой части совместно с уравнениями (10) и были записаны А.А. Власовым в 1938 году [7] и получили название уравнений с самосогласованным взаимодействием, а уравнение (6) без правой части называется уравнением Власова.

А.А. Власов, исходя из уравнений с самосогласованным полем, исследовал спектр частот ленгмюровских волн и их дисперсию и получил правильную формулу [7] (ср. с (3)):

$$\omega = \omega_{Le} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{Le}^2} \right), \quad (11)$$

которая количественно соответствовала эксперименту [4].

Таким образом, 1937-1938 годы следует считать вторым главным этапом в развитии физики плазмы, который был блестяще завершен Н.Н. Боголюбовым в 1946 году. Н.Н. Боголюбов развил общий метод вывода кинетических уравнений в прекрасной работе [8], и его можно считать создателем современной кинетической теории. В частности, используя метод Н.Н. Боголюбова, В.П. Силин получил кинетические

уравнения для быстро переменных процессов в плазме и в случае сильных магнитных полей [3]. Подводя итог спорам вокруг А.А. Власова, Н.Н. Боголюбов показал, что для систем с кулоновским взаимодействием в нулевом приближении по параметру (7) справедливо уравнение А.А. Власова, и лишь в следующем приближении следует учитывать интеграл парных столкновений Л.Д. Ландау. Позже в борновском приближении был получен интеграл парных столкновений Ленарда-Балеску, учитывающий поляризацию плазмы, следовательно, и обменное взаимодействие частиц посредством создаваемых ими электромагнитных полей (подробнее см. в [2-4]).

3. Третьим важным этапом в развитии физики плазмы, с моей точки зрения, следует считать баталии, которые развернулись в 1943-1945 годах между Л.Д. Ландау с соратниками и А.А. Власовым вокруг кинетического уравнения для плазмы и его решений. Все началось с того, что Л.Д. Ландау в 1946 году в работе [9] подверг резкой критике работы А.А. Власова [7, 10], выполненные в 1938 и 1944 годах. Критиковалось, в частности, дисперсионное уравнение высокочастотных электронных (ленгмюровских) колебаний, полученное еще в 1938 году [7]:

$$1 - \frac{4\pi e^2}{k^2} P \int \frac{\bar{k} \bar{\partial} f_0 / \bar{\partial} \bar{p}}{\omega - \bar{k} \bar{v}} = 0. \quad (12)$$

Здесь P означает, что несобственный интеграл следует понимать в смысле главного значения, причем равновесная функция распределения электронов нормирована на плотность $\int d\vec{p} f_0 = n_e$.

Именно, исходя из этого уравнения, А.А. Власов получил спектр частот колебаний (3), хорошо объясняющий эксперимент [5]. Тем не менее, ни одна работа А.А. Власова не подвергалась столь резкой и не заслуженной критике как работа [7] и, в частности дисперсионное уравнение (12). Л.Д. Ландау утверждал, что никаких дисперсионных уравнений типа (12), связывающих ω и \bar{k} , не существует. А, что касается несобственного интеграла, содержащегося в нем, А.А. Власовым он неправильно вычислен: его следует вычислять с учетом полюса при $\omega = \bar{k} \bar{v}$. При этом вычисление интеграла Л.Д. Ландау, математически не строго обоснованно (в отличие от контура для коротковолновых возмущений с сильным поглощением). Он вводит специальный контур обхода полюса, который эквивалентен пониманию полюса в (12) как

$$\frac{1}{\omega - \bar{k} \bar{v}} = \frac{P}{\omega - \bar{k} \bar{v}} - i\pi \delta(\omega - \bar{k} \bar{v}). \quad (13)$$

Ограничиваться только главным значением, как это сделал А.А. Власов, нет никаких оснований. В результате к спектру частот (3) была получена мнимая поправка, соответствующая затуханию колебаний со временем:

$$\operatorname{Im} \omega = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}}{k^3 r_{De}^3} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 r_{De}^2} - \frac{3}{2}\right). \quad (14)$$

Предложенный контур оправдывается результатом (14), который оказался правильным. В научной литературе это затухание плазменной волны полу-

чило название «затухания Ландау», причем его физическая природа состоит в черенковском поглощении волн со спектром (3) электронами плазмы. Поглощают колебания частицы, для которых выполнено условие черенковского резонанса $\omega = \vec{k}\vec{v}$. Такие частицы получили название резонансных.

Формула (14), полученная Л.Д. Ландау, правильная, и придуманный им контур с обходом полюса тоже правильный. Только критика А.А. Власова в работе [9] не по адресу. Дело в том, что А.А. Власов в работе [7] решал стационарную задачу на собственные колебания и искал решения вида $\exp(-i\omega + i\vec{k}\vec{r})$ с действительными значениями ω и \vec{k} , и такие решения существуют. В частности, таким решением является и найденный им спектр колебаний (11) при $\omega_{Le} > kc$. Такие решения всегда существуют в случаях, когда равновесная функция не содержит резонансных частиц. Более подробно о незатухающих власовских колебаниях и условиях их существования можно познакомиться в работе [11]. Л.Д. Ландау же в своей работе [9] решал начальную задачу Коши развития во времени малых начальных возмущений, которую неправильно решил в 1937 году в работе [6]. В работе [9] он признал применимость уравнения А.А. Власова с учетом самосогласованного поля для описания колебаний электронного газа и получил действительно правильные результаты, которые в дальнейшем привели к бурному развитию теории физики плазмы, как в нашей стране, так и за рубежом. Достаточно отметить создание квазилинейной [12, 13] и нелинейной [14, 15] теорий колебаний плазмы и огромное число применений этих теорий.

Отметим также, что формула (13), соответствующая контуру Л.Д. Ландау, известна в теории функции комплексного переменного еще с 1873 года как формула Сахоцкого [16], которую, по-видимому, Л.Д. Ландау не знал.

Еще более ожесточенной критике подверглась работа А.А. Власова [10] в работе 4-х авторов [17], которые отрицали не только дисперсионное уравнение, но и применимость метода самосогласованного поля для описания динамики плазмы. Среди авторов этой работы и сам Л.Д. Ландау, и не случайно, что эта работа не числится в сборнике трудов Л.Д. Ландау [18].

К сожалению, приходится отметить, что работы [9, 17], посвященные резкой критике работ А.А. Власова [7, 10], в большей части – проявление недобросовестности в науке. А.А. Власову не дали опубликовать ответ на критику в журнале ЖЭТФ, сославшись на его большой объем. Ему пришлось опубликовать ответ в малоизвестном журнале [19] и, по-видимому, поэтому ответ остался не замеченным широкому кругу физиков. О малодоступности ведомственных журналов МГУ, в которых публиковался А.А. Власов, говорит тот факт, что Б.Б. Кадомцев и Е.К. Завойский, будучи рецензентами, дали положительные отзывы на цикл работ А.А. Власова, представленной в 1970 году на соискание Ленинской премии, но при этом в своих отзывах отметили, что А.А. Власов допустил ошибку при интегрировании несобственного интеграла и пропустил

(не учел) бесстолкновительное затухание плазменных волн (затухание Ландау).

Приведем отрывок из отзыва Б.Б. Кадомцева, опубликованного Н.Е. Завойской в книге [20]: «При исследовании дисперсионного уравнения для плазменных колебаний А.А. Власов допустил небольшую некорректность, используя главное значение от интеграла с особенностью без достаточных на то оснований. Это обстоятельство послужило причиной довольно острой дискуссии между А.А. Власовым и Л.Д. Ландау. Л.Д. Ландау показал, что корректное решение задач о колебаниях плазмы как задач с начальными значениями или граничными условиями приводит к интегралу с обходом особой точки в комплексной плоскости, и благодаря этому появляется специфическое затухание, не связанное со столкновениями (затухание Ландау). Как показало проведенное в последние годы исследование слабо нелинейных колебаний, решение А.А. Власова (дисперсионного уравнения) также имеет определенный физический смысл – оно соответствует установившимся нелинейным волнам малой амплитуды с захваченными частицами». Это не правда. В работе [10] (в дополнении 2), которая была включена в цикл, представленный на премию, решается задача Коши о развитии начальных возмущений плотности электронов и получена точная формула для спектра колебаний потенциала поля с учетом бесстолкновительного затухания [10]:

$$\varphi(t) = \varphi(0) \exp(-kv_{Te}t) \cos \omega_{Le}t. \quad (15)$$

Как видно из отзыва, Б.Б. Кадомцев эту работу не читал.

Что касается академиков Л.Д. Ландау, М.А. Леонтовича и В.А. Фока (авторов работы [17]), то они в 1943-1944 годах были членами кафедры теоретической физики физического факультета МГУ, на которой работал А.А. Власов. Кафедра представила работу [10] на соискание только что основанной Ломоносовской премии и А.А. Власов ее получил. Авторы работы [17] по долгу службы должны были знать работу [10], и они ее знали, о чем свидетельствует Л.С. Кузьменков в своей статье в книге [20].

В сказанном выше явно просматривается недобросовестность авторов работы [17]. Испытываю угрызения совести и я, поскольку в работе 1961 года [2] есть ссылка на работу [17], но, по-видимому, я ее не читал, либо не заметил дополнение 2, где решена задача Коши для плазменных колебаний и открыто бесстолкновительное затухание волн.

Следует отметить еще одну большую заслугу Н.Н. Боголюбова: созданием современной кинетической теории он, по существу, положил конец ожесточенному спору между Л.Д. Ландау и его школой с А.А. Власовым, положив, тем самым, конец и третьему периоду развития теории физики плазмы. После работы Н.Н. Боголюбова физика плазмы вступила в спокойную эру своего развития. Сам А.А. Власов в 1970 году был удостоен Ленинской премии.

4. Последний важный этап в развитии физики плазмы, с моей точки зрения, связан с развитием теории ионно-звуковых волн в плазме. Она началась

в 1954 году, когда Г.В. Гордеев в работе [21] показал, что низкочастотная коллективная акустическая ветвь колебаний существуют только в сильно неизотермической плазме с горячими электронами с $T_e \gg T_i$ и они получили название ионно-звуковых волн. Ионно-звуковые волны нашли широкое применение при нагреве ионов плазмы, а поэтому они играют важную роль в проблеме управляемого термоядерного синтеза. Этим объясняется постоянное внимание физиков к теории ионно-звуковых волн.

Существенное развитие теория ионно-звуковых колебаний неизотермической плазмы получила в работах Б.Б. Кадомцева [14, т.4], В.И. Петвиашвили [22] и В.П. Силина с сотрудниками [23]. В них развивается теория ионно-звуковой турбулентности неизотермической плазмы на основе незатухающих мод Власова. Идея этого направления была предложена Б.Б. Кадомцевым и В.И. Петвиашвили, которые учли вынужденное рассеяние волн на ионах и показали возможность компенсации инкрементом вынужденного рассеяния линейного черенковского затухания ионно-звуковой волны. Развита теория ионно-звуковой турбулентности коренным образом отличается от обычной теории: она не содержит сильной диссипации и носит волновой характер. Эта теория бурно развивается до сих пор [24, 25]. Поэтому эту проблему я не буду здесь обсуждать. Она подробно освещена в прекрасной статье В.П. Силина [20].

Здесь я кратко остановлюсь на отличие ионно-звуковых волн в плазме от обычных звуковых волн в нейтральном газе. В длинноволновом (истинно акустическом) пределе спектр частот ионно-звуковых волн дается формулой

$$\omega = k \sqrt{z \frac{T_e}{M}} = k \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}. \quad (16)$$

Здесь $P = n_e T_e$ – давление, а $\rho = n_i M$ – плотность плазмы, причем, $n_e = z n_i$, где ze – заряд иона. При этом ионный звук является изотермическим с постоянной температурой, $T_e = const$. Изотермичность ионного звука обеспечивается высокой электронной теплопроводностью, $\omega \ll kv_{Te}$. При этом, как видно из спектра (16), постоянная адиабаты $\gamma = 1$, и это указывает еще раз на то, что плазма не газ, а скорее жидкость (в сфере взаимодействия много частиц). В газе из смеси «одноатомных» частиц – электронов и ионов с пропорцией $n_e = z n_i$, постоянная адиабаты должна быть равной $\gamma = 5/3$. Следствием указанных особенностей является разрыв типа ударных волн в неизотермической плазме. В неизотермической же плазме с $T_e \gg T_i$ возможно распространение только уединенной волны (солитона) с полушириной порядка дебаевского радиуса электронов. Эта волна, по существу, представляет собой двойной электрический слой, в котором электроны (электронный слой) опережают ионы (ионный слой) и тянут их с собой. Потенциал электрического поля двойного слоя при этом описывается уравнением (слабо нелинейная волна) [26]:

$$\frac{T_e r_{De}^2}{2e} \frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} - \frac{T_e}{e} \left(1 - \frac{V_s}{u}\right) \Phi + \frac{1}{2} \Phi^2 = 0. \quad (17)$$

Здесь $\xi = x - ut$, V_s – скорость ионного звука, а u – подлежащая определению скорость уединенной волны (солитона). Уравнение (17), известное под названием уравнения Кортевега-де-Вриза (КдВ), имеет точное решение:

$$\Phi = \frac{\Phi_{\max}}{ch^2(\xi / \Delta)}, \quad (18)$$

$$1 - \frac{V_s}{u} = \frac{e \Phi_{\max}}{\pi T_e} \ll 1, \quad \frac{e \Phi_{\max}}{6 T_e} = \frac{r_{De}^2}{\Delta^2} \ll 1. \quad (19)$$

Таким образом, $u \geq V_s$, т.е. скорость уединенной волны близка к скорости ионного звука, а ширина волны Δ больше дебаевского радиуса.

Решение (18) соответствует слабой волне. В случае сильной волны ионно-звуковой солитон превращается в протяженный двойной слой с сильным электрическим полем [27]:

$$E \approx \sqrt{4\pi n_e T_e}. \quad (20)$$

Соотношение (20) означает, что в отличие от обычного газа, в котором за фронтом сильной ударной волны давление превышает давление газа перед фронтом в M^2 раз (M – число Маха), в плазме за передним фронтом уединенной волны плазма поляризуется и рождается электрическое поле с таким же давлением.

В заключение отметим еще одно важное проявление ионно-звуковых волн в плазме. Обладая малой, по сравнению с тепловой скоростью электронов, фазовой скоростью, такие волны эффективно поглощаются и излучаются электронами плазмы. Как следствие, обменное взаимодействие электронов посредством ионно-звуковых волн в неизотермической плазме может превосходить кулоновское, в особенности на больших расстояниях, превосходящий дебаевский радиус экранировки, что существенно проявляется в процессах релаксации электронов [3, 4, 28]. Если при этом учесть, что потенциал обменного взаимодействия соответствует притяжению электронов, то легко сообразить какие новые возможности возникают².

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. I. Langmuir // *Proc. Nat. Akad. Sci. USA*. 1926, v. 14, p. 117.
2. В.П. Силин, А.А. Рухадзе. *Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред*. М.:

² В нашем обзоре мы умышленно не коснулись двух чрезвычайно важных проблем: проблемы вынужденного излучения плазменных волн электронными пучками, теоретически предсказанной А.И. Ахиезером, Я.Б. Файнбергом [29] и Д. Бомом, Е. Гроссом [30], а также проблемы управляемого термоядерного синтеза. Это чисто прикладные проблемы, которые, однако, внесли огромный вклад в развитие теории физики плазмы. К первой проблеме Б.Б. Кадомцев не имел прямого отношения (с ней можно подробно познакомиться в [31]); ко второй Борис Борисович имел очень тесное отношение и в ее развитие внес огромный вклад, что полностью отражено в [14] (см. также [32]).

- «Атомиздат», 1961. 2 и 3 изд. URSS, ЛИБРОКОМ, 2012.
3. В.П. Силин. *Введение в кинетическую теорию газов*. М.: «Наука», 1968.
 4. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. *Основы электродинамики плазмы*. М.: «Высшая школа», 1978, англ. перевод, Springer, Heidelberg, 1984.
 5. L. Tonks, I. Langmuir // *Phys. Rev.* 1926, v. 36, p. 990.
 6. Л.Д. Ландау // *ЖЭТФ*. 1937, т. 7, с. 203.
 7. А.А. Власов // *ЖЭТФ*. 1938, т. 8, с. 291.
 8. Н.Н. Боголюбов. *Проблемы динамической теории в статистической физике*. М.: «Гостехиздат», 1946.
 9. Л.Д. Ландау // *ЖЭТФ*, 1946, т. 16, с. 524.
 10. А.А. Власов. *Ученые записки МГУ, физика*. 1945, в. 75, часть 1.
 11. N.G. Van Kampen // *Physica*. 1955, v. 21, p. 949.
 12. Ю.А. Романов, Г.Ф. Филлипов // *ЖЭТФ*. 1961, т. 40, с. 123.
 13. А.А. Веденов, Е.П. Велихов, Р.З. Сагдеев // *Ядерный синтез*. 1961, т. 1, с. 82; *УФН*, 1961, т. 73, с. 701.
 14. *Вопросы теории плазмы* / Под редакцией М.А. Леонтовича, М.: «Госатомиздат», 1963-1967, в. 1-7.
 15. В.Н. Цытович. *Нелинейные эффекты в плазме*. М.: «Наука», 1967.
 16. Ю.А. Сохоцкий. *Об определенных интегралах и функциях, употребляемых при разложениях в ряды*. СПб, 1873.
 17. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, М.А. Леонтович, В.А. Фок // *ЖЭТФ*. 1946, т. 16, с. 246.
 18. Л.Д. Ландау. *Собрание трудов, т. 1 и 2*. М.: «Наука», 1960.
 19. А.А. Власов (ответ авторам [17]) // *Вестник МГУ, физика – астрономия*. 1946, № 3-4.
 20. *Основополагающие работы А.А. Власова по теории плазмы* / Сборник под ред. А.А. Рухадзе. М.: «ООО 2Мир журналов», 2014.
 21. Г.В. Гордеев // *ЖЭТФ*. 1954, т. 27, с. 18.
 22. В.И. Петвиашвили // *ДАН СССР*. 1963, т. 153, с. 1295.
 23. В.П. Силин, С.А. Урюпин // *ЖЭТФ*. 1992, т. 102, с. 78; В.П. Силин // *Физика плазмы*. 2012, т. 37, с. 489.
 24. В.П. Силин // *Прикладная физика*. 2012, № 6, с. 5; В.Ю. Попов, В.П. Силин // *Физика плазмы*, 2014, т. 40, с. 368.
 25. О.Г. Бакунин // *УФН*. 2013, т. 183, с. 1237-1254.
 26. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе. *Лекции по электродинамике плазмopodobных сред*. М.: МГУ, 1999.
 27. А.А. Рухадзе // *Инженерная физика*. 2014, № 4, с. 14.
 28. Л.М. Горбунов. *Введение в нелинейную электродинамику плазмы*. М.: РИС ФИАН, 2009.
 29. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг // *ДАН СССР*. 1949, т. 69, с. 555.
 30. D. Bohm, T. Gross // *Phys. Rev.* 1949, т. 75, с. 1951.
 31. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника*. М.: МГУ, 2002.
 32. Б.Б. Кадомцев. *Избранные труды в 2-х томах*. М.: «Физматгиз», 2003.

Статья поступила в редакцию 17.06.2015

BASIC STAGES IN FUNDAMENTAL PHYSICS OF COLLISIONLESS PLASMA

A.A. Rukhadze

The short review of developing of fundamental plasma physics is given. Enumerate under the title of this paper physicists set up the basic stages in this region of science: 1. I. Langmuir first experimentally investigated the properties of plasma, found the main characteristics of the plasma conditions and determined implementation of the plasma state; 2. L.D. Landau realized the reason for the inapplicability of the first gas approximation for describing the plasma, but ignored the self-consistent field and has not reached the goal; 3. A.A. Vlasov showed the important role of the self-consistent field and first received the correct equation describing the plasma, as well as theoretically grounded experiments I. Langmuir observation of plasma waves and their dispersion; 4. N.N. Bogolubov developed a general method for deriving the dynamic equations for the plasma and showed that in the first approximation in the parameter Landau rightly Vlasov equation, and three times the approach leads to Landau amendment to the Vlasov equation; 5. G.V. Gordeev first showed that the sound vibration branch different from the sound in gases, ion- sound vibration in a plasma is isothermal and exists only in non-isothermal plasma in there; 6. B.B. Kadomtsev and V.P. Silin showed that exist in the plasma undamped fashion ion-acoustic oscillations (Vlasov's modes), and for the first time developed a theory of plasma turbulence on the undamped Vlasov's modes.

ОСНОВНІ ЕТАПИ РОЗВИТКУ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЇ ФІЗИКИ БЕЗІТКНЕНЕВОЇ ПЛАЗМИ

A.A. Rukhadze

Надано короткий історичний огляд розвитку фундаментальної фізики плазми, в якому основні етапи були визначені такими фізиками: 1. І. Ленгмюр першим реалізував плазманий стан та експериментально дослідив властивості плазми; 2. Л.Д. Ландау першим зрозумів причину неможливості застосування газового наближення для опису плазми, але знехтував самоузгодженим полем і не досяг мети; 3. А.О. Власов показав важливу роль самоузгодженого поля та першим отримав правильне рівняння, що описує плазму, а також теоретично обґрунтував експерименти І. Ленгмюра із спостереження плазманих хвиль та їх дисперсію; 4. М.М. Боголюбов розвинув загальний метод виводу динамічних рівнянь для плазми та показав, що в першому наближенні за параметром Ландау справедливе рівняння Власова, а друге наближення призводить до поправки Ландау до рівняння Власова; 5. Г.В. Гордєєв першим показав, що звукова гілка коливань відрізняється від звуку в газах, звук у плазмі ізотермічний та існує лише в неізотермічній плазмі; 6. Б.Б. Кадомцев та В.П. Сілін показали, що в плазмі існують не загасаючі моди іонно-звукових коливань та вперше побудували теорію турбулентності плазми на не загасаючих модах Власова.