

УДК 533.9+537.872

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В ПЛАВНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СИЛЬНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А. В. Кочетов^{1,2*}

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Работа инициирована экспериментами по изучению особенностей самовоздействия радиоволн наземного передатчика в ионосферной плазме на стадии электромагнитного возбуждения ленгмюровской турбулентности (ленгмюровского эффекта). Акцент сделан на изучении влияния «самосоглазованного» бесстолкновительного поглощения радиоволн ленгмюровской турбулентностью, развивающейся в условиях разбухания поля падающей волны в резонансной области плавно неоднородной плазмы, на динамику отражения радиоволны. Для высокой интенсивности падающего излучения получены электродинамические характеристики слоя нелинейной плазмы с линейным невозмущённым профилем концентрации с различными особенностями развития поглощения. Проведены расчёты в условиях «мягкого» и «жёсткого» режимов возникновения поглощения, а также гистерезисных режимов с различающимися в несколько раз порогами «включения» и «выключения» затухания. Разработанные алгоритмы и результаты работы могут послужить основой более адекватного и детального численного моделирования для интерпретации экспериментальных данных, полученных на стадии ленгмюровского эффекта в ионосфере.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования изменения свойств ионосферы под действием мощных радиоволн (модификации ионосферы), начавшиеся во второй половине прошлого века, до настоящего времени продолжают на установке «Сура», расположенной в Нижегородской области. На подобных установках за рубежом исследования проводятся в полярных широтах (EISCAT и SPEAR в Норвегии, HAARP в США).

Модификация ионосферы мощными короткими радиоволнами происходит в основном в F -слое и наиболее ярко проявляется при воздействии на ионосферу обыкновенной радиоволной (О-волной), распространяющейся вертикально или почти вертикально [1]. Благодаря слабым столкновительным потерям (в F -слое частота соударений намного меньше собственной частоты колебаний) становятся возможными резонансное взаимодействие и взаимная трансформация волн, сопровождающиеся нелинейным возбуждением интенсивных собственных колебаний в плазме, формированием нелинейных плазменных структур, ускорением электронов и т. д. (см. статью [2] и цитируемую там литературу).

При развитии ленгмюровской турбулентности под действием волны накачки наблюдаются следующие процессы [3–6]. Во-первых, при включении накачки падающей волной происходит быстрое возбуждение ленгмюровских волн. Во-вторых, имеет место очень эффективное поглощение волны накачки. В-третьих, одновременно с первыми двумя процессами, возникает сильное искусственное радиоизлучение ионосферы. Длительность этого сильного ленгмюровского эффекта невелика. Из-за развития аномального поглощения волн на тепловых неоднородностях волна в дальнейшем перестаёт достигать области плазменного резонанса [6].

* avkochetov59@gmail.com

В данной работе рассмотрены особенности самовоздействия радиоволн, излучаемых вне слоя плазмы и отражающихся при достижении плотной плазмы на стадии ленгмюровского эффекта. Акцент сделан на исследовании влияния аномального бесстолкновительного поглощения электромагнитных полей в резонансной области на динамику самовоздействия радиоволн, получении коэффициентов отражения радиоизлучения в зависимости от интенсивности волны накачки и особенностей нелинейного отклика возмущённой плазмы.

Поскольку аналитическое решение проблемы затруднительно, основным методом исследования выбрано компьютерное моделирование. Главной проблемой такого моделирования является выбор вида модельных закономерностей, наиболее достоверно описывающих реальные процессы. В данном случае речь идёт о достоверном описании затухания радиоволн вследствие перекачки электромагнитной энергии в плазменные волны и передачи энергии плазменных волн частицам.

Первоначально рассмотренные способы возбуждения ленгмюровской турбулентности в однородной закритической плазме с заданным средним значением напряжённости электрического поля [7, 8] или его заданной индукцией (в конденсаторной модели) привели к различным характеристикам турбулентности и выводам о её макроскопических последствиях. Например, в стационарном приближении для однородного слоя изотропной закритической плазмы при заданной индукции была показана возможность полного нелинейного просветления [9–13], в то время как при возбуждении средним полем это было невозможно из-за сильной диссипации электромагнитной волны. В связи с этим стали актуальными задачи определения макроскопических электродинамических свойств турбулентной плазмы при самосогласованном возбуждении турбулентности падающей на плазму волной. Выход за рамки стационарных моделей (волновой подход) позволил объединить подходы, выявить степень проявления свойств каждого из возможных режимов [14–17] и устранить противоречие между ранними, конденсаторными, моделями.

Расчёты возбуждения сильной ленгмюровской турбулентности в магнитоактивной плазме, проведённые с целью интерпретации экспериментальных данных по воздействию мощного коротковолнового излучения на ионосферную плазму, долгое время выполнялись также в приближении заданных источников (см., например, [18, 19]). К настоящему времени разработаны алгоритмы, демонстрирующие возможность численного исследования самосогласованного возбуждения турбулентности в волновом поле для ионосферной (неоднородной, магнитоактивной) плазмы [20–22] и требующие значительных вычислительных мощностей. До сих пор, однако, вопросы самовоздействия электромагнитных волн в ионосферной плазме, в частности их связь с макроскопическими проявлениями свойств турбулентной плазмы, остаются недостаточно изученными. Построение относительно простых и наглядных моделей резонансного взаимодействия, позволяющих интерпретировать результаты экспериментов и прогнозировать поведение системы в различных областях её параметров, выполненное, в частности, в данной работе, остаётся по-прежнему актуальным [23–25].

При численном моделировании нами были рассмотрены следующие сценарии эволюции ленгмюровской турбулентности: «жёсткий» режим её возбуждения, гистерезисные зависимости поглощения от локальной амплитуды электрического поля с различными порогами «включения» и «выключения», различные амплитудные значения насыщения поглощения и зависимости диссипативных членов от величины полей в плазме ¹.

¹ Параметры поглощения в определённой области соответствуют результатам работ [7, 8, 17].

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем считать, что плазма заполняет часть пространства $x > -L$ и имеет невозмущённую концентрацию

$$n_0(x) = (1 + x/L)N_c, \quad (1)$$

и что этот слой плазмы облучается нормально падающей гармонической электромагнитной волной с комплексной амплитудой напряжённости электрического поля \mathbf{E}_0 : $\mathbf{E}(x = -L, t) = \mathbf{E}_0 \times \exp(-i\omega t)$. Здесь t — время, ω — круговая частота волны, $N_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$, m и e — масса и заряд электрона соответственно. Таким образом, начало координат совпадает с точкой плазменного резонанса.

Очевидно, что из-за частичного отражения волны полное электрическое поле в области $x \leq -L$ состоит из падающей волны с амплитудой E_0 и отражённой волны с амплитудой, которую обозначим E_r . В общем случае амплитуды обеих волн будем считать зависящими от времени: $E_0(t)$, $E_r(t)$.

В плазменном слое, при $x \geq -L$, под действием электрического поля волны должно происходить вытеснение плазмы из области сильного поля, которое приводит к нелинейности плазмы фокусирующего типа с распределением концентрации в стационарном режиме [9, 10].

$$n(x) = n_0(x) \exp(-|u|^2). \quad (2)$$

Здесь n_0 — нормированная на N_c концентрация невозмущённой плазмы, $u = E/E_p$ — комплексная амплитуда волны, нормированная на характерное поле стрикционной нелинейности $E_p = [16\pi N_c(T + T_i)]^{1/2}$, T и T_i — температуры электронов и ионов соответственно.

Считая возмущения концентрации плазмы малыми ($|u|^2 \ll 1$) и нелинейность квазистационарной, будем использовать систему усреднённых по периоду высокочастотного поля уравнений для медленной амплитуды электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t) \exp(-i\omega t)$ [8–12]:

$$\frac{2i}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + (\varepsilon_0 - i\hat{\gamma}_1/\omega - n)\mathbf{E} = \frac{c^2}{\omega^2} \text{rot rot} \mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0 = 1 - n_0/N_c$, $n = -|u|^2$ — возмущения концентрации, вызванные электромагнитным полем, c — скорость света в вакууме, $\hat{\gamma}_1$ — в общем случае интегральные операторы, отвечающие за затухание поля. В безразмерных времени $t' = \omega t/2$ и координате $x' = k_0 x$ (в дальнейшем штрих опущен; $k_0 = \omega/c$) без учёта диссипации уравнение (2) принимает вид нелинейного уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + (\varepsilon_0 + |u|^2)u = 0, \quad (4)$$

которое используется для описания волновых процессов в широком классе систем.

Дополним уравнение (4) граничными условиями — требованиями непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных полей на границе слоя ($x = -k_0 L = -l$) и конечности глубины проникновения волны в слой, которые приводят к стандартным условиям так называемого третьего и первого рода:

$$\partial u / \partial x = -iu + 2iu_0(t)|_{x=-l}, \quad (5)$$

$$u = 0|_{x=\infty}, \quad (6)$$

где $u_0(t) = E_0(t)/E_p$.

В дальнейшем бесстолкновительную диссипацию волны учтём введением эффективной (определяемой свойствами турбулентной плазмы) частоты столкновений ν :

$$\varepsilon_0 = 1 - n_0(1 - i\nu/\omega). \quad (7)$$

Для моделирования жёсткого режима возбуждения турбулентного поглощения нами была предложена формула для эффективной частоты столкновений

$$\frac{\nu}{\omega} = \gamma \Theta(|u|^2 - u_{\text{th}}^2), \quad (8)$$

где параметр γ определяет амплитуду эффективной частоты столкновений, u_{th} — нормированное пороговое поле, $\Theta(u)$ — функция Хевисайда (степ-функция). Таким образом, затухание учитывается только в области, где электрическое поле превышает пороговое, и не зависит от величины поля. По данным работ по возбуждению турбулентности заданным статическим или волновым полем [7, 8, 14–17] величина γ изменяется в пределах ² от 10^{-3} до 10^{-1} .

В программе расчётов также использовались другие нелинейные зависимости при жёстком режиме, например вида

$$\frac{\nu}{\omega} = \gamma \Theta(|u|^2 - u_{\text{th}}^2) |u|^\alpha \quad (9)$$

с показателями степени α , принимающими ряд значений (например, в расчётах были использованы значения от 0,5 до 3,0).

Мягким режимам возбуждения соответствуют, например, следующие функции затухания, включённые в программу расчётов,

$$\nu/\omega = \gamma \Theta(|u|^2 - u_{\text{th}}^2) (|u| - u_{\text{th}})^2, \quad (10)$$

или в обобщённом виде

$$\nu/\omega = \gamma \Theta(|u|^2 - u_{\text{th}}^2) (|u| - u_{\text{th}})^\alpha, \quad (11)$$

где α меняется в указанных выше пределах.

В последующих расчётах был учтён также тот факт, что для поддержания режимов ленгмюровской турбулентности в плазме требуются меньшие амплитуды полей, чем для возбуждения турбулентности. Ожидание гистерезисных эффектов в ленгмюровской турбулентности как проявление общего свойства нелинейных мультистабильных систем [12, 13] подтверждается численными расчётами, выполненными авторами работ [14–17], и этот факт в значительной степени осложняет задачу установления зависимостей величины поглощения от полей накачки. Для исследования данных режимов затухание было запрограммировано в виде отдельной подпрограммы, которая «включает» затухание при одном пороговом значении амплитуды локального поля, а «выключает» — при другом. Второе пороговое значение в расчётах обычно принималось в несколько раз меньше первого. Таким образом, зависимость затухания при полях, лежащих между порогами, становится неоднозначной, и величина затухания начинает определяться предысторией процесса. На динамических стадиях взаимодействия (высоких интенсивностях падающей волны), когда смещение максимумов поля квазистоячей волны превышает их ширину, учёт этого факта может оказаться принципиально важным, т. к. он должен вызвать значительное расширение областей турбулентного затухания электромагнитного поля и заметно сказаться на интегральном поглощении падающей волны в областях турбулентной плазмы.

² Заметим, что сильное бесстолкновительное поглощение локализовано в областях первых максимумов, где поле превышает пороговое.

2. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследование системы уравнений (1)–(6) было проведено численными методами. Для дискретного приближения нелинейного уравнения Шредингера (4) и граничных условий (5) и (6) использовалась схема Кранка–Никольсона [26]. Аппроксимация граничного условия (5) была проведена с той же точностью, что и основного уравнения (4). Для расчёта электрического поля в слое и на его границе использовался метод прогонки [27]. Нелинейный член уравнения вычислялся на каждом временном интервале с использованием процедуры предсказания и последующей коррекции с необходимым для соответствующей точности расчёта числом итераций. За счёт сопоставления результатов этого расчёта с данными, полученными путём дробления пространственного и временного шагов при неизменных параметрах, осуществлялся контроль точности расчётов и выбирались оптимальные пространственные и временные шаги. Программа позволяла получить пространственные и временные зависимости комплексных амплитуд полей в слое $u(x, t)$ и на его границе $u(-l, t)$, эволюцию профилей концентрации плазмы в слое $n(x, t)$, комплексную амплитуду отражённой волны $u_r(t) = u(-l, t) - u_0$. Данные расчётов можно использовать, чтобы показать «моментальные снимки» пространственных распределений полей и графики эволюции полей в фиксированных пространственных точках, установить распределение энергии $S(\omega) = \int_0^\infty u(x, t) \exp(i\omega t) dt$ по спектральным компонентам в отражённой волне и в характерных точках пространства взаимодействия (т. е. определить искусственное радиоизлучение ионосферы, что выходит за рамки данной статьи), вычислить мощность отражённого излучения, пропорциональную $|u_r(t)|^2$, найти коэффициент отражения $R = |u_r(t)|/u_0 = [u(-l, t)/u_0] - 1$, а также получить интегральные, или усреднённые за время расчёта или выбранный интервал времени, вышеуказанные характеристики.

3. ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАТУХАНИЯ НА ДИНАМИКУ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Для выбора параметров расчётов использовались следующие соображения. Амплитуда падающей волны выбиралась такой, чтобы при малом затухании результаты соответствовали ранее изученным различным режимам взаимодействия, а именно стационарному при $u_0 = 0,1$, периодическому при $u_0 = 0,13$ или хаотическому при $u_0 = 0,15$, полученным в работе [23] для линейного слоя с масштабом неоднородности $k_0 L = 100$.

Параметры порога возбуждения турбулентности u_{th} мы варьировали таким образом, чтобы условия для возбуждения ленгмюровской турбулентности выполнялись в одном, двух или нескольких максимумах поля³. Для этого мы опирались на известные профили полей в линейной задаче без диссипации ($\gamma = 0$) и контролировали величины полей в ходе расчётов (рис. 1). Путём подбора порога затухания нам удалось надёжно фиксировать присутствие турбулентного затухания, например только в одном, наибольшем, максимуме стоячего поля или паре наибольших максимумов. При дальнейшем уменьшении порога

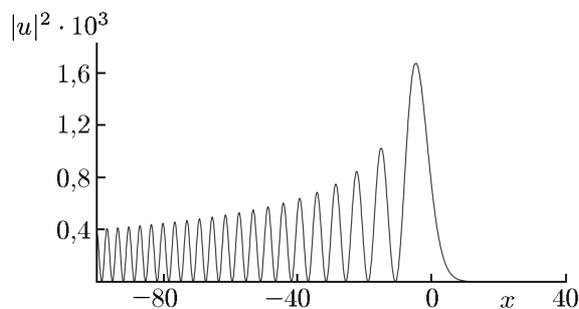


Рис. 1. Распределение $|u(x)|^2$ для $u_0 = 0,01$ (линейный случай) без затухания. В расчётной области увеличение поля происходит примерно вдвое

³ Нумерация максимумов проводится со стороны плотной плазмы в противоположном оси x направлении.

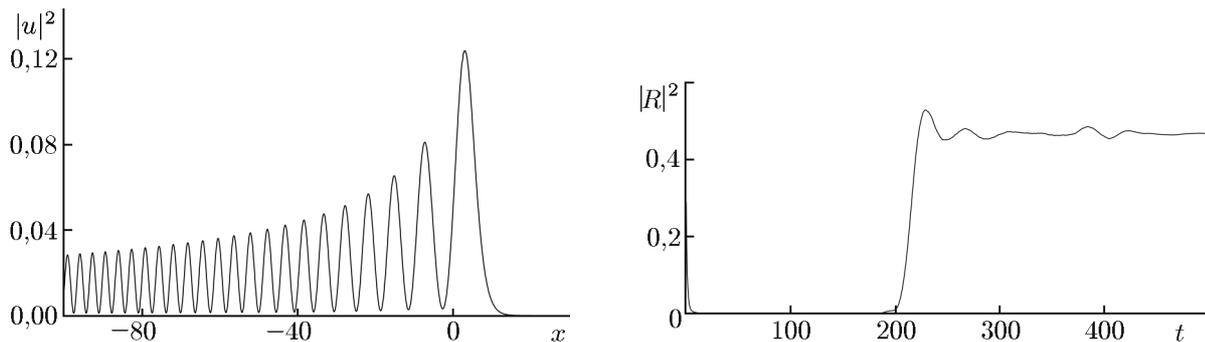


Рис. 2. Распределения интенсивности поля $|u(x, t = 500)|^2$ и коэффициента отражения по мощности $|R(t)|^2$ для $u_0 = 0,1$, $u_{th} = 0,08$ и $\gamma = 0,01$

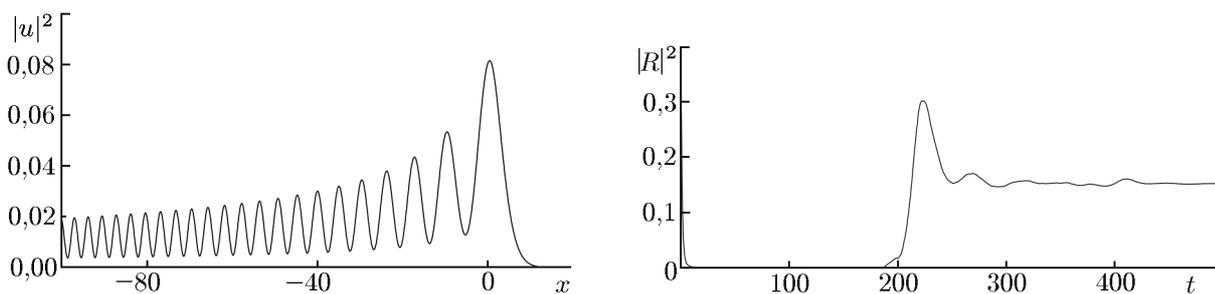


Рис. 3. Распределения $|u(x, t = 500)|^2$ и $|R(t)|^2$ для $u_0 = 0,1$, $u_{th} = 0,08$ и $\gamma = 0,1$

u_{th} затухание, особенно в динамических режимах, распространялось сразу на несколько максимумов электрического поля квазистоячей волны, разница амплитуд которых даже в стационарном режиме уменьшается с увеличением поглощения в слое и с ростом номера максимума. Указанное обстоятельство является отражением факта геометрического усиления поля в окрестности плазменного резонанса, которое наиболее выражено в отсутствие поглощения (см. рис. 1).

При использованном в этом и во всех последующих расчётах значении модельного параметра $k_0L = 100$ установление стационарной структуры поля соответствует примерно 240 единицам безразмерного времени, или примерно 100 периодам радиоволны. Именно за это безразмерное время волна, движущаяся со скоростью света, добежит до точки отражения и возвращается из слоя в вакуум. Ещё часть времени уходит на накачку низкодобротного резонатора плазма—вакуум, после чего коэффициент отражения достигает 100 %.

Переход к реальным параметрам ионосферной неоднородности $k_0L \approx 5 \cdot 10^3$ должен быть проведён с сохранением модельного параметра $u_0^2 k_0L$, как это рекомендовано в статье [23]. Иными словами, чтобы выполнить расчёт для ионосферного значения k_0L , нужно интенсивность падающей волны, пропорциональную u_0^2 , уменьшить в 50 раз. Соответствующий временной масштаб также должен быть пересчитан: $\tilde{t} = t(k_0L)^{2/3}$.

Для каждой амплитуды падающего поля были выполнены расчёты с различными значениями порога u_{th} и γ — эффективной частоты столкновений, определяющей локальное затухание поля электромагнитной волны в турбулентных областях (там, где поле превышает пороговое). Нам удалось получить уменьшение коэффициента отражения в несколько раз при небольших u_{th} и γ .

На рис. 2 и 3 приведены рассчитанные по указанному выше алгоритму пространственные структуры интенсивности поля и временные зависимости коэффициента отражения $|R|^2$ при амплитуде на входе $u_0 = 0,1$ (что соответствует стационарному режиму взаимодействия) при пороговом поле, отвечающем появлению затухания в одном, двух или нескольких максимумах поля

электромагнитной волны. При малом затухании (см. рис. 2) структура поля близка к линейной, показанной на рис. 1. При большем затухании (см. рис. 3) профиль поля заметно отличается от профиля стоячей волны.

Графики с затуханием только в первом максимуме поля стоячей волны мы не приводим, т. к. они оказались аналогичны показанным графикам. По причине уменьшения интегрального поглощения, на фоне увеличения отражения, осцилляции при выходе на стационарный режим на них менее выражены.

В численном расчёте включение затухания в одном, двух или нескольких максимумах поля контролируется путём изменения порога затухания u_{th} . Использование законов затухания (9)–(11) вместо (8) сводится к перерасчёту локального затухания в сторону его снижения, что объясняется уменьшением диссипативной поправки к уравнению, пропорциональной полю в соответствующей степени, т. к. нормированные амплитуды полей в рассмотренном приближении должны быть много меньше единицы.⁴ Это также подтверждается тем, что характерный вид зависимостей $|R(t)|^2$, как и продолжительность процесса установления, не менялся при вариации степени нелинейности диссипативной части волнового уравнения. Коэффициент затухания определяет установившийся коэффициент отражения в режиме насыщения, а именно чем больше коэффициент затухания, тем меньше установившийся коэффициент отражения.

На рис. 4 и 5 приведены рассчитанные по указанному выше алгоритму зависимости коэффициента отражения $|R|^2$ от времени t при амплитуде на входе $u_0 = 0,13$ (что соответствует квазипериодическому режиму взаимодействия в отсутствие диссипации) с порогами затухания, при которых оно происходит в нескольких максимумах поля.

На рис. 6 и 7 представлены результаты расчётов для амплитуды на входе слоя $u_0 = 0,15$, при которой в отсутствие диссипации развивается хаотический режим взаимодействия. Затухание, как и в случае квазипериодического режима, стабилизирует взаимодействие, что приводит к выходу коэффициента отражения на стационарное значение при $t > 1500$. В представленных расчётах время ограничено моментом $t = 500$, т. к. наш интерес сконцентрирован на рассмотрении начальной стадии взаимодействия.

Из сопоставления графиков на вышеприведённых рисунках можно заметить, что коэффициент затухания влияет на первый пик гораздо меньше, чем на установившееся стационарное значение $|R|^2$, т. к. он соответствует временам, когда амплитуды полей в точке плазменного резонанса ещё малы. На графиках просматривается зависимость установившегося значения коэффициента отражения от коэффициента затухания, причём чем выше коэффициент затухания, тем ниже установившееся значение коэффициента отражения. Например, для квадратичной по полю поправки в диэлектрической проницаемости ($\alpha = 2$ — кубичная нелинейность) при наличии затухания только в первом максимуме поля установившиеся значения коэффициента отражения $|R|^2$ при $k_0L = 100$, $\gamma = 0,01$, $0,05$ или $0,10$ составляют $0,90$, $0,70$ и $0,65$ соответственно. Уменьшение отражения происходит также при расширении области, в которой развивается турбулентность и возникает затухание. Это расширение происходит за счёт увеличения числа максимумов поля, в которых затухание «включено».

Практически все расчётные графики динамики отражения показывают, что в режиме развития турбулентного затухания наблюдаются резкие изменения величины отражения с существенными по сравнению с установившимся значением перепадами. В случае больших амплитуд продолжительность стадии установления увеличивается, растёт и число всплесков. Установившееся значение коэффициента отражения определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости турбулентной плазмы. Наличие этой мнимой части эквивалентно появлению эффективной

⁴ Более правильное утверждение заключается в том, что квадрат модуля нормированной амплитуды в рассмотренном приближении должен быть много меньше единицы.

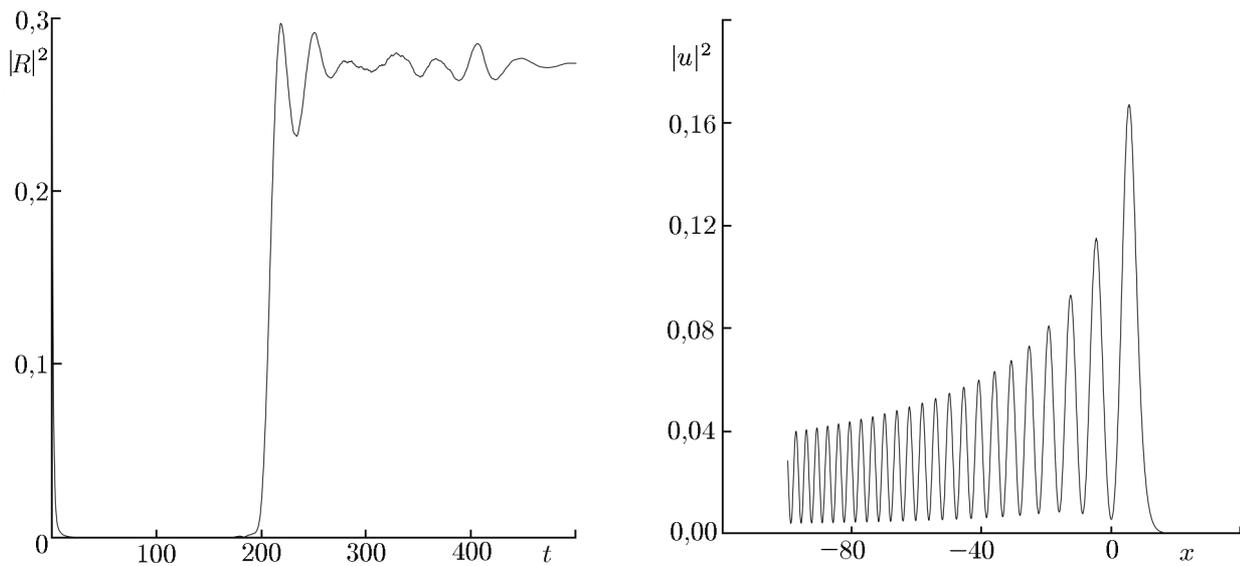


Рис. 4. Распределения $|u(x, t = 500)|^2$ и $|R(t)|^2$ для $u_0 = 0,13$, $u_{th} = 0,08$ и $\gamma = 0,01$

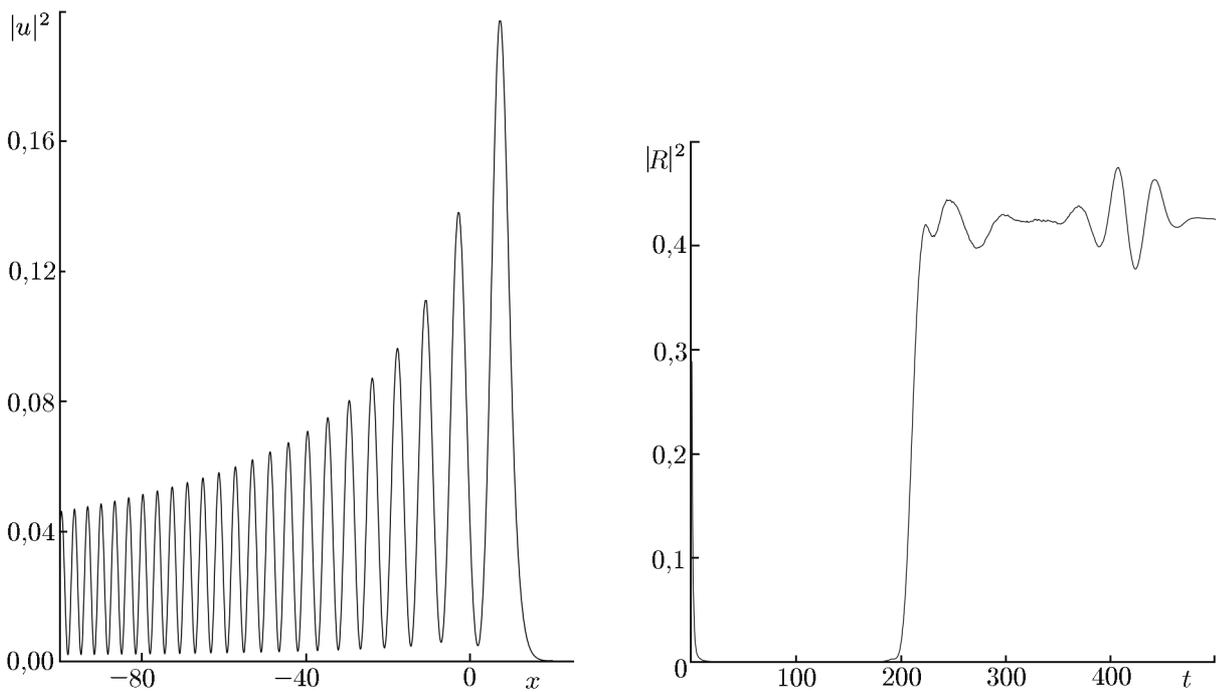


Рис. 5. Распределения $|u(x, t = 500)|^2$ и $|R(t)|^2$ для $u_0 = 0,13$, $u_{th} = 0,12$ и $\gamma = 0,01$

частоты столкновений в областях, где развивается ленгмюровская турбулентность ⁵.

Зависимость диссипативного члена от амплитуды полей в плазме при использованных в работе показателях степени α от 0,5 до 3,0 влияет на качественный характер динамики коэффициента отражения несущественно. Неодинаковость коэффициентов отражения в режиме насыщения

⁵ Поглощением вдоль трассы распространения волны из-за столкновений электронов с ионами мы пренебрегаем, т. к. оно значительно меньше поглощения, развивающегося на ленгмюровской стадии.

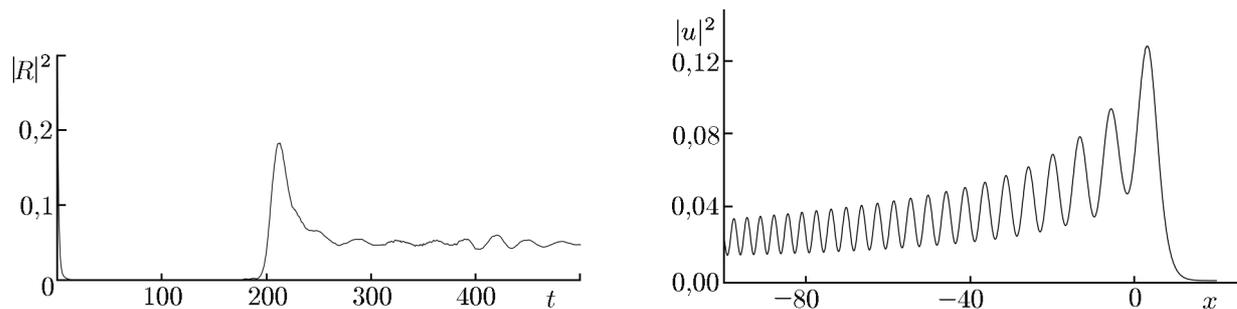


Рис. 6. Динамика коэффициента отражения $|R(t)|^2$ и распределение $|u(x, t = 500)|^2$ для $u_0 = 0,15$, $u_{th} = 0,12$ и $\gamma = 0,1$

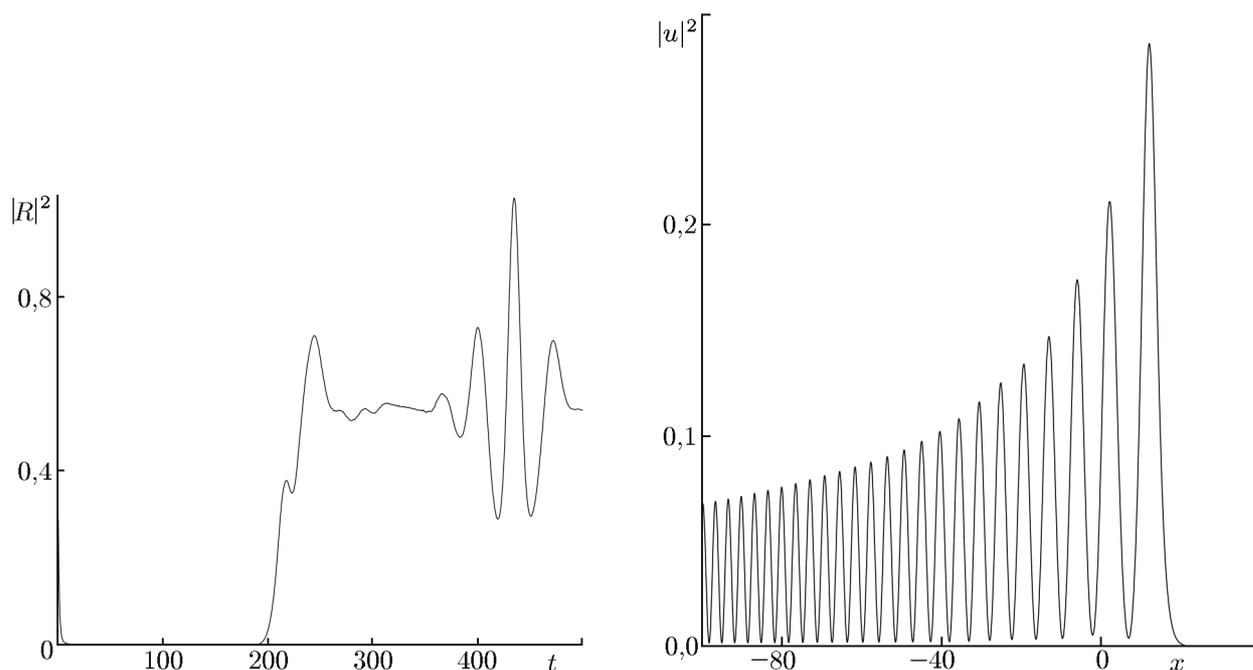


Рис. 7. Динамика коэффициента отражения $|R(t)|^2$ и распределение $|u(x, t = 500)|^2$ для $u_0 = 0,15$, $u_{th} = 0,2$ и $\gamma = 0,01$

объясняется различием мнимой части диэлектрической проницаемости плазмы при одинаковых значениях γ . Это различие связано с тем, что в использованном приближении (9)–(11) безразмерные интенсивности полей в плазме малы: $|u|^2 \ll 1$.

Увеличение области поглощения в пространстве (за счёт уменьшения порога затухания) приводит к менее выраженной динамике коэффициентов отражения. Из-за небольшой разницы амплитуд третьего и последующих максимумов стоячего поля даже в стационарной непоглощающей неоднородной среде отдельно выделяются только режимы с затуханием в одном или двух максимумах поля квазистоячей волны. В динамическом процессе взаимодействия падающей волны с плазменным слоем амплитуды последующих максимумов квазистоячей структуры изменялись во времени и монотонность спада их амплитуды к границе слоя также неоднократно нарушалась. Заметим, что в режимах, в которых затухание происходит в нескольких максимумах поля, для определения вклада каждой из областей затухания в величину и динамику поглощения требуется дополнительный анализ детальной структуры полей в этих областях.

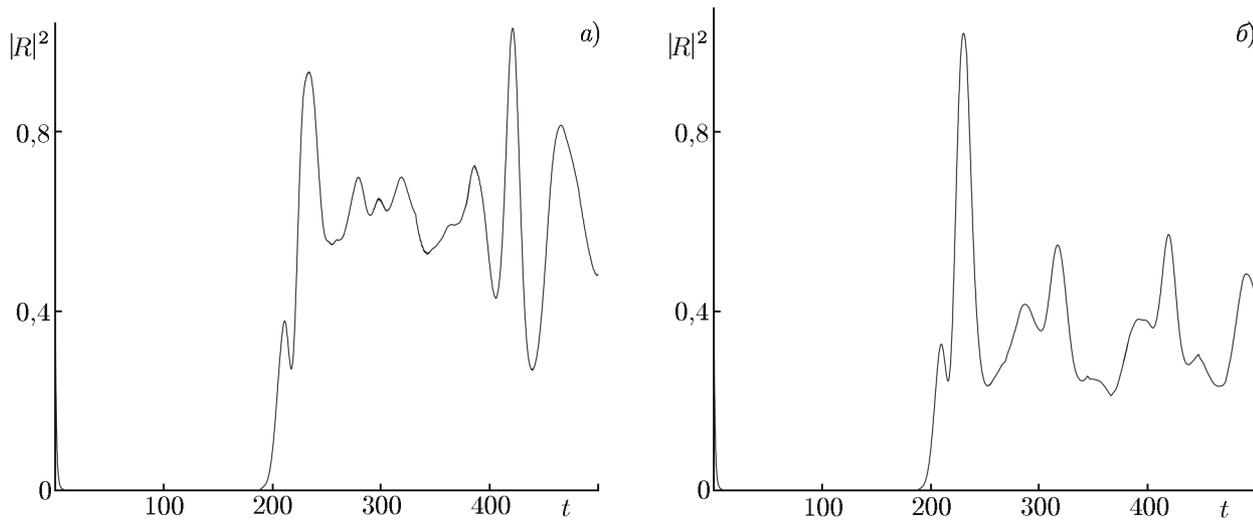


Рис. 8. Зависимости $|R(t)|^2$ для $u_0 = 0,15$ и $\gamma = 0,01$ без учёта гистерезиса (а; $u_{th} = 0,3$) и с учётом гистерезиса (б; $u_{th1} = 0,3$, $u_{th2} = 0,1$)

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ С УЧЁТОМ ПРЕДЫСТОРИИ ПРОЦЕССА И СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОДЕЛЕЙ БЕЗ УЧЁТА ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭФФЕКТОВ

Учёт гистерезисных эффектов при возбуждении ленгмюровской турбулентности электромагнитной накачкой был проведён введением второго порогового поля u_{th2} — поля «выключения» затухания. Это такое поле, при котором электромагнитная накачка становится недостаточной, чтобы в условиях существующей турбулентности обеспечить её поддержание. Модельные расчёты, проведённые в рамках модели заданного среднего поля, показали, что характерные значения этого поля в несколько раз (обычно втрое) меньше порога возбуждения турбулентности u_{th1} [14–17]⁶. Это и было использовано в данной работе при выборе поля «выключения» затухания.

Учёт предыстории процесса наиболее ярко должен проявляться для меняющегося поля, т. е. в динамических режимах. Поскольку в задачах с затуханием область динамических режимов смещается в сторону большей амплитуды поля падающей волны, то дальнейшие вычисления были проведены для максимальной амплитуды, которая использовалась в расчётах без учёта предыстории процесса, $u_0 = 0,15$. Как и в предыдущем разделе, использовались различные величины порога и диссипативного члена (7), входящего в уравнение (4).

Для сравнения на рис. 8 приведены графики динамики коэффициента отражения с учётом и без учёта гистерезисного эффекта. Качественно вид графиков не изменяется, однако различие в средних значениях коэффициента отражения на них хорошо заметно. Расчёты показывают, что учёт гистерезисных эффектов может увеличить поглощение волны на десятки процентов. Можно также проследить некоторые особенности динамики, например новые характерные времена осцилляций коэффициента отражения и его более выраженные всплески.

⁶ В соответствии с этим для поддержания турбулентности падающей волной требуются на порядок меньшие интенсивности, чем для её возбуждения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление результатов численного моделирования, частично приведённых в работе, позволяет сделать следующие замечания и выводы.

Наличие поглощения, связанного с возбуждением ленгмюровской турбулентности в областях резонансного взаимодействия падающей волны с плазмой, не устраняет пульсации отражённого излучения на начальной стадии облучения. Появление поглощения уменьшает проникновение падающей волны за точку отражения при нелинейных динамических режимах [23]. Однако подавление плазмы остаётся большим, чем в стационарном случае [28, 29].

При значительной бесстолкновительной диссипации заметно снижаются как текущие, так и установившиеся значения коэффициента отражения и подавляются последующие осцилляции отражённого излучения.

Увеличение области поглощения в пространстве за счёт уменьшения порога появления затухания приводит к росту поглощения и менее выраженной динамике коэффициентов отражения. Учёт гистерезисных эффектов не только увеличивает среднее поглощение падающей волны, но и может усиливать всплески отражения.

Для большего понимания роли турбулентного поглощения в эволюции нелинейных плазменно-волновых структур, возбуждаемых падающими электромагнитными волнами, представляется полезным детальный анализ электродинамики полей в области первых резонансных максимумов.

Продемонстрированная на основании используемой модели динамика отражения и поглощения электромагнитных волн плавно неоднородной плазмой может представлять интерес для интерпретации результатов многочисленных наблюдений модификации ионосферы короткими волнами. С целью возбуждения и изучения ленгмюровской турбулентности в ряде экспериментов на разных стендах были осуществлены специальные режимы нагрева, в которых стрикционные эффекты доминировали над тепловыми [3–5, 30–32].

Для интерпретации процессов формирования и релаксации структур искусственной плазменной турбулентности, экспериментально исследованных методами зондирования ионосферы пробными радиоимпульсами с различными частотами и поляризацией [33–36], делались попытки привлечения результатов аналогичного компьютерного моделирования [23–25].

Учёт особенностей динамики полей при разных режимах включения и выключения падающего поля или пространственно-временного развития турбулентного поглощения, выходящих за рамки рассмотренной модели, представляется необходимым для улучшения соответствия с экспериментальными характеристиками рассеяния падающей и зондирующих волн.

Авторы выражают благодарность С. М. Грачу за формулировку проблемы и интерес к работе и Ю. Е. Меньковой за помощь в выполнении расчётов и оформлении результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. С. 255.
2. Гуревич А. В. // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145.
3. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 490.
4. Frolov V. L., Sergeev E. N., Komrakov G. P., et al. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, No. A7. Art. no. A07304.
5. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Котов П. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 3. С. 209.

6. Ерухимов В. Л., Метелёв С. А., Митякова Э. Е. и др. // Тепловые нелинейные явления в плазме. Сб. научных трудов / Под ред. В. Ю. Трахтенгерца. Горький: ИПФ АН СССР. 1979. С. 7.
7. Дегтярёв Л. М., Сагдеев Р. З., Соловьёв Г. И. и др. // Физика плазмы. 1980. Т. 6, № 3. С. 485.
8. Shapiro D. V., Shevchenko V. I. // Handbook of Plasma Physics 2 / Ed. Galeev A. A., Sudan R. N. Amsterdam: Elsevier, 1984. P. 123.
9. Литвак А. Г., Фрайман Г. М. // Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Сб. научных трудов / Под ред. А. Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР. 1980. С. 50.
10. Литвак А. Г. // Вопросы теории плазмы. Вып. 10. / Под общей ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. с. 164.
11. Litvak A. G. // Rev. Plasma Phys. 1986. V. 10. P. 193.
12. Литвак А. Г., Миронов В. А., Фрайман Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 368.
13. Литвак А. Г., Миронов В. А., Фейгин А. М. // Журн. exper. теор. физ. 1979. Т. 77. С. 1360.
14. Кочетов А. В., Миронов В. А., Шалеев М. В. // Тез. докл. XXIX Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 25 февраля–1 марта 2002, с. 178.
15. Kochetov A. V., Mironov V. A., Terina G. I., Shaleev M. V. // Proc. V Int. Workshop «Strong microwaves in plasmas», 1–9 August 2002. N. Novgorod: Inst. Appl. Phys. RAS, 2003. P. 505.
16. Кочетов А. В., Миронов В. А. // Тез. докл. XXXV Международной (Звенигородской) конф. по ФП и УТС, г. Звенигород Московской обл., 11–15 февраля 2008 г. С. 142.
17. Kochetov A. V., Mjølhus E. // Proc. IV Int. Workshop «Strong microwaves in plasmas», 1–9 August 2000. V. 2. N. Novgorod: Inst. Appl. Phys. RAS, 2000. P. 491.
18. Hanssen A., Mjølhus E., DuBois D. F., Rose N. A. // J. Geophys. Res. 1995. V. 97, No. A8. P. 12 073.
19. Mjølhus E., Hanssen A., DuBois D. F. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100A. P. 17 527.
20. Eliasson B., Thidé B. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. no. A02313.
21. Eliasson B., Stenflo L. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. no. A02305.
22. Eliasson B. // Mod. Phys. Lett. 2013. V. 27, No. 8. Art. no. 1330005.
23. Kochetov A. V., Mironov V. A., Bubukina V. N., Terina G. I. // Physica D. 2001. No. 152–153. P. 723.
24. Kochetov A. V., Mironov V. A., Terina G. I. // Adv. Space Res. 2002. V. 29, No. 9. P. 1369.
25. Kochetov A. V., Terina G. I. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. P. 2490.
26. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на Фортране. М.: Мир, 1977. 584 с.
27. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 656 с.
28. Фрайман Г. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. С. 1146.
29. Гуревич А. В., Швацбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
30. Cheung P. Y., Wong A. Y., Tanikawa T., et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2676.
31. Isham B., Rietveld M. T., Hagfors T., et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 83. P. 2576.
32. Thidé B., Sergeev E. N., Grach S. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. no. 255002.
33. Dmitriev S. A., Terina G. I., Tushentsova I. A. // Modified Ionospheric Plasma. III Volga Intern. Summer School Space Plasma Phys. 1–11 June 1997. N. Novgorod, Uppsala. 1997. P. 44.
34. Terina G. I. // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57. P. 273.
35. Тёрина Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 203.
36. Тёрина Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. С. 958.

Поступила в редакцию 3 августа 2017 г.; принята в печать 25 ноября 2017 г.

**MODELING OF THE DYNAMICS OF RADIO WAVE REFLECTION
AND ABSORPTION IN A SMOOTHLY IONOMOGENEOUS PLASMA
WITH ELECTROMAGNETICALLY DRIVEN STRONG LANGMUIR
TURBULENCE**

A. V. Kochetov

This work was initiated by experiments on studying the self-action of radio waves incident on the ionosphere from a ground-based transmitter at the stage of electromagnetic excitation of Langmuir turbulence (Langmuir effect). The emphasis is placed on the impact of “self-consistent” collisionless absorption of radio waves by the Langmuir turbulence, which develops when the incident-wave field swells in the resonant region of a smoothly inhomogeneous plasma, on the dynamics of the radio wave reflection. Electrodynamic characteristics of the nonlinear-plasma layer, which has a linear unperturbed profile of the plasma density, with different features of the absorption development are obtained for a high-intensity of the incident radiation. Calculations of “soft” and “hard” regimes of the absorption occurrence, as well as hysteresis modes in which the damping switch-on and off thresholds differ several times, are carried out. The algorithms we devised and the results of the study can serve as the basis for a more adequate and more detailed numerical simulation for interpretation of the experimental data obtained at the stage of the Langmuir effect in the ionosphere.