

PACS: 52.40.Mj, 52.35.Mw

MODULATION OF INTEGRAL FIELD OF MULTIMODE BEAM INSTABILITIES IN PLASMA

A.G. Zagorodny*, A.V. Kirichok**, V.M. Kuklin**, A.V. Pryimak**

**Bogolyubov Institute for Theoretical Physics
14– b, Metrolohichna str., Kiev, 03680, Ukraine*

***V.N. Karazin Kharkiv National University
4 Svobody Sq., Kharkov 61022, Ukraine*

e-mail: kuklinvm1@rambler.ru

Received April 28, 2014

The paper discusses the character of the integral field excited by the non-relativistic electron beam in a multimode regime under the finite level of oscillations absorption. The modulation of the field in the frame of the beam at the initial stage of instability is negligible for small absorption levels. The field in the laboratory frame at fixed points varies slightly, the oscillation frequency decreases slightly in a wide range of changes in the absorption level. In the case of dissipative regimes of beam instability the initial distribution of field forms a wave packet, moving synchronously with the area of beam perturbations. In the laboratory reference frame the field, at least at the initial stage of the process, is a sequence of pulses whose duration increases with time.

KEY WORDS: beam– plasma instability, field modulation, dissipative instability, field pulses, multimode operation

МОДУЛЯЦІЯ ІНТЕГРАЛЬНОГО ПОЛЯ БАГАТОМОДОВИХ ПУЧКОВИХ НЕСТІЙКОСТЕЙ У ПЛАЗМІ

A.G. Загородній*, O.B. Кірічок**, В.М. Куклін**, O.B. Приймак**

**Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова
вул. Метрологічна, 14– Б, Київ 03680, Україна*

***Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
м. Свободи, 4, Харків 61022, Україна*

Обговорюється характер інтегрального поля, збуджуваного нерелятивістським пучком електронів у багатомодовому режимі за умов скінченного рівня поглинання коливань. Показано, що модуляція поля в системі відліку пучка на початковому етапі розвитку нестійкості є незначною для малих рівнів поглинання. Поле в лабораторній системі відліку у фіксованих точках слабо змінюється, частота коливань дещо зменшується в широкому діапазоні зміни рівня поглинання. У разі дисипативних режимів пучкової нестійкості початковий розподіл поля формує хвильовий пакет, який синхронно рухається з областю збудження пучка. У лабораторній системі відліку поле принаймні на початковій стадії процесу являє собою послідовність імпульсів, тривалість яких зростає з часом.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: пучково–плазмова нестійкість, модуляція поля, дисипативна нестійкість, імпульси поля, багато хвильовий режим

МОДУЛЯЦІЯ ІНТЕГРАЛЬНОГО ПОЛЯ МНОГОМОДОВИХ ПУЧКОВИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ

A.G. Загородній*, A.V. Киричок**, В.М. Куклін**, A.V. Приймак**

**Інститут теоретической фізики ім. Н.Н. Боголюбова
ул. Метрологическая, 14 – Б, Киев 03680, Украина*

***Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, Харьков 61022, Украина*

Обсуждается характер интегрального поля, возбуждаемого нерелятивистским пучком электронов в многомодовом режиме в условиях конечного уровня поглощения энергии колебаний. Показано, что модуляция поля в системе отсчета пучка на начальном этапе развития неустойчивости незначительна для малых уровней поглощения. Поле в лабораторной системе отсчета в фиксированных точках слабо меняется, частота колебаний несколько уменьшается в широкой области изменения уровня поглощения. В случае дисипативных режимов пучковой неустойчивости начальное распределение поля формирует волновой пакет, синхронно движущийся с областью возмущений пучка. В лабораторной системе отсчета поле, по крайней мере, на начальной стадии процесса представляет собой последовательность импульсов, длительность которых растет со временем.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пучково–плазменная неустойчивость, модуляция поля, дисипативная неустойчивость, импульсы поля, многомодовый режим

Возбуждаемые пучком в плазме интенсивные колебания могут достигать весьма значительных амплитуд. Использование таких колебаний представляет интерес для целей генерации и усиления [1–5], а также для нагрева плазменных электронов и ионов в условиях развития модуляционных неустойчивостей [6–14]. Для генерации полезен именно одномодовый режим возбуждения, когда пространственный спектр возбуждаемых колебаний достаточно узкий, поэтому основные усилия по изучению пучково-плазменных взаимодействий в значительной степени были ориентированы на исследования именно таких режимов. Однако обеспечить одномодовый режим генерации достаточно проблематично. При развитии неустойчивости пучков заряженных частиц в плазме в одномодовом режиме наблюдается значительная амплитудная и фазовая модуляция возбуждаемых длинноволновых ленгмюровских колебаний [3], что может привести к подавлению множества

вторичных неустойчивостей [4]. Уширение пространственного спектра происходит в первую очередь за счет расширяющейся в пространстве волновых чисел области линейной неустойчивости вследствие уменьшения средней скорости частиц пучка [4] и развивающейся уже на нелинейной стадии процесса сателлитной неустойчивости [3], обусловленной осцилляторным движением сгустка захваченных частиц пучка в поле волны. На первый взгляд, эти явления приводят к некоторому уширению пространственного спектра, но с другой стороны способны ослабить фазовую и амплитудную модуляцию интегрального поля интенсивных колебаний. Подавление модуляции интенсивных колебаний не только может быть полезно для целей плазменной электроники, но и способно создать условия для развития модуляционных неустойчивостей интенсивных полей, результатом которых будет эффективная передача энергии частицам плазмы. Однако детальный анализ интегрального поля возбуждаемых пучком колебаний как в системе покоя пучка (что важно для выяснения структуры его модуляции, влияющей на его устойчивость), так и в лабораторной системе отсчета, где плазма покоится, ранее практически не проводился. Особенное значение имеет интегральное поле длинноволновых ленгмюровских колебаний, возбуждаемое пучком именно в плазме, где могут развиваться интенсивные модуляционные неустойчивости.

Целью работы является изучение влияния поглощения энергии колебаний в системе на характер многомодовых режимов взаимодействия нерелятивистского пучка электронов с плазмой, причем основное внимание уделено процессам модуляции пучка и выяснению характера интегрального ленгмюровского поля в плазме.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМОЙ

Уравнение для описания процесса взаимодействия пучка с плазмой может быть представлено в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} E + 4\pi \{J_L + J_{NL} + J_b\} = 0, \quad (1)$$

где J_L и J_{NL} – линейный и нелинейный по амплитудам возмущений токи в плазме, J_b – ток пучка. Так как фазовая скорость пучка значительно превосходит тепловую скорость частиц плазмы, уравнение (1) можно представить в виде [3,4]. Электрическое поле длинноволновых возмущений, фазовая скорость которых совпадает со скоростью пучка, имеет вид

$$E = \sum_{p>0} E_{0p} \exp \{-ipk_{00}(x - v_{0b}t)\}. \quad (2)$$

Так как фазовая скорость пучка значительно превосходит тепловую скорость частиц плазмы, уравнение (1) можно представить в форме [3,4]:

$$\begin{aligned} i\omega\varepsilon(pk_{00}v_{b0}, pk_{0b})E_{0p} + \frac{\partial}{\partial \omega} \omega\varepsilon(\omega, k) \Big|_{\substack{\omega=pk_{00}v_{b0} \\ k=pk_{00}}} \left(\frac{\partial}{\partial t} E_{0p} - \theta E_{0p} \right) = \\ = +4\pi en_{b0} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dx_0 v_b \exp \{ipk_{00}\xi\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon(\omega, k) = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$, $\varepsilon(pk_{0b}v_{b0}, pk_{00}) = 1 - \omega_{pe}^2 / (pk_{00}v_{b0})^2 = 1 - p_0^2 / p^2$, $\frac{\partial}{\partial \omega} \omega\varepsilon(\omega, k) \Big|_{\substack{\omega=pk_{00}v_{b0} \\ k=pk_{00}}} = 1 + p_0^2 / p^2$, θ – линейный декремент поглощения энергии колебаний, $x - v_{b0} = \xi$, $p = 1, 2, 3 \dots P$, $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_0 / m_{e0}$, n_0 , n_{b0} – невозмущенные плотности плазмы и пучка, e , m_{e0} – заряд и масса покоя электронов, скорость электронов пучка представим в виде $V_b = v_{b0} + v_b$, в начальный момент пучок полагаем моноэнергетическим $V_b|_{t=0} = v_{b0}$, $p_0 k_{00} v_{0b} = \omega_{pe}$, $|v_b| \ll v_{b0}$, интегрирование в (3) проводится по начальным положениям частиц пучка, $x|_{t=0} = x_0$, k_{00} – интервал между модами пространственного спектра. Частицы пучка в начальный момент равномерно распределены в интервале $[-L/2, L/2]$.

Уравнения движения частиц, моделирующих пучок, в системе отсчета, которая движется со скоростью невозмущенного пучка можно представить в виде

$$\frac{d\xi}{dt} = v_b, \quad (4)$$

$$\frac{dv_b}{dt} = -\text{Re} \sum_p \frac{eE_{0p}}{m_{e0}} \exp \{-ipk_{00}\xi\}, \quad (5)$$

где $x - v_{b0} = \xi$. Приведем также суммарное длинноволновое поле, возбуждаемое пучком, действующее на частицы плазмы. Рассмотрим суммарное поле в лабораторной системе отсчета в некоторой фиксированной

точке, например $x = 0$:

$$\begin{aligned} E_0 \exp\{i\omega_{pe}t\} &= |E_0| \exp\{i\omega_{pe}t + i\varphi_0\} \approx \sum_p E_{0p} \exp\{ipk_{00}v_{0b}t - ipk_{00}x\} = \\ &= \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} E_{0p} \exp\{ipk_{00}v_{0b}t\} = \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} |E_{0p}| \exp\{ipk_{00}v_{0b}t + i\varphi_{0p}\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Отметим, что в лабораторной системе отсчета в пространственных интервалах $\Delta x \ll \lambda_0$, где λ_0 – характерная длина волны интенсивных ленгмюровских колебаний, возбуждаемых пучком, можно пренебречь изменением фазы поля, полагая его однородным. Поэтому в этих интервалах $\Delta x \ll \lambda_0$ вполне можно пренебречь слагаемыми $pk_{00}\Delta x \sim \Delta x / \lambda_0 \ll 1$. Амплитуда возбуждаемых пучком электронов длинноволновых ленгмюровских колебаний в точке $x = 0$ при этом оказывается равна

$$|E_0| = \sqrt{\left[\sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} |E_{0p}| \cdot \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\} \right]^2 + \left[\sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} |E_{0p}| \cdot \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\} \right]^2}, \quad (7)$$

а для фазы φ_0 справедливо уравнение

$$\begin{aligned} |E_0| \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} &= \text{Cos}\{\varphi_0\} \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \left[\frac{\partial |E_{0p}|}{\partial t} \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\} + |E_{0p}| \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\} \frac{\partial \varphi'_{0p}}{\partial t} \right] - \\ &- \text{Sin}\{\varphi_0\} \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \left[\frac{\partial |E_{0p}|}{\partial t} \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\} - |E_{0p}| \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\} \frac{\partial \varphi'_{0p}}{\partial t} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где использованы выражения $\varphi'_{0p} = \varphi_{0p} + (pk_{00}v_{0b} - \omega_{pe})t$, а возмущениями с волновыми числами $pk_{00} < p_{\min}k_{00}$ малой амплитуды, частота которых заметно меньше ленгмюровской частоты, можно пренебречь. Не трудно видеть, что $E_0 \exp\{i\omega_{pe}t\}$ – часть поля (2) в лабораторной системе отсчета, частота которого близка к ленгмюровской частоте колебаний плазмы. При получении (8) использованы соотношения

$$\text{Cos}\{\varphi_0\} = \frac{1}{|E_0|} \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} |E_{0p}| \cdot \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\}, \quad (9)$$

$$\text{Sin}\{\varphi_0\} = \frac{1}{|E_0|} \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} |E_{0p}| \cdot \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\}. \quad (10)$$

Система уравнений (2)–(5) описывает возбуждение пучком нерелятивистских электронов длинноволновых колебаний. Можно показать, что в этих условиях выполняется соотношение, представляющее собой интеграл системы уравнений (2)–(5)

$$\sum_p \frac{1}{4\pi R_p} \left\{ |E_{0p}|^2 - \theta \int_0^t dt' |E_{0p}(t')|^2 \right\} + m_e v_{0b} n_{b0} \cdot \frac{k_{00}}{2\pi} \int_{-\pi/k_{00}}^{\pi/k_{00}} v_b dx_0 = \text{Const}, \quad (11)$$

где $\frac{\partial}{2\partial\omega} \omega \varepsilon(\omega, k) \Big|_{\substack{\omega = mk_{00}v_{b0} \\ k = mk_{00}}} = R_p^{-1}$.

Первое слагаемое (11) – плотность энергии ленгмюровского поля $\frac{\partial}{8\pi\partial\omega} \omega \varepsilon(\omega, k) \cdot |E_{0p}|^2$, второе – потери энергии поля с начала процесса, третье – изменение плотности энергии пучка. В целом выражение (11) – это закон сохранения энергии в системе.

БЕЗРАЗМЕРНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для удобства согласования данного рассмотрения с результатами предыдущих работ авторов [14] перейдем к представлению поля в виде $E_{0m} \Rightarrow -iE_{0m}$ и запишем уравнение (3) в виде

$$\frac{1}{p} \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau} A_{0p} + i\Delta_p A_{0p} + \Theta A_{0p} \right\} = iR_{0p} \int_{-1/2}^{1/2} (1 + V/V_0) \exp\{2\pi i p \zeta\} \cdot d\zeta, \quad (12)$$

где $\Delta_p = \frac{pk_{00}v_{b0}}{\delta} \frac{p^2 - p_0^2}{p^2 + p_0^2}$; $A_{0p} = \frac{epk_{00}}{m_e \delta^2} E_{0p} = A_{0p} \exp\{i\varphi_{0p}\}$; A_{0p} , φ_{0p} – действительные амплитуды и фазы мод

спектра, $R_{0p} = \frac{2}{p_0} \frac{p^2}{p^2 + p_0^2} G$; $G = \delta_b^3 / \delta^3$; $\tau = \delta t$; $k_{00} p_0 v_{b0} = \omega_0 \approx \omega_{pe}$; $-0.5 < \zeta = k_{00}(x - v_{b0}) / 2\pi < 0.5$;
 $V = k_{00} v_b / 2\pi\delta$, $V_0 = (\omega_{pe} / \delta) / 2\pi p_0$, $\delta_b^3 = n_{b0} / 2n_0$, $V(0) = 0$, $\Theta = \theta / \delta$, $1 < p < p_{\max}$, $p_{\min} = 20$, $p_0 = 25$,
 $p_{\max} = 35$, δ^{-1} – выбранный масштаб времени, δ_b – линейный инкремент пучковой неустойчивости. Ниже будем считать что характерное время процесса (обратный инкремент пучковой неустойчивости) равно выбранному масштабу времени, то есть $G = 1$, начальные значения мод спектра выбраны в виде $A_0(\tau = 0) / p = 10^{-5}$, $\varphi_{0p}(\tau = 0) = 0$.

Уравнение (12) можно записать как два уравнения для действительной амплитуды и фазы моды длинноволнового спектра

$$\frac{1}{p} \frac{\partial A_{0p}}{\partial \tau} + \Theta \frac{A_{0p}}{p} = -R_{0p} \int_{-1/2}^{1/2} (1 + V / V_0) \text{Sin}\{2\pi p\zeta - \varphi_{0p}\} \cdot d\zeta_0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \varphi_{0p}}{\partial \tau} + \Delta_p = R_{0p} \frac{p}{A_{0p}} \int_{-1/2}^{1/2} (1 + V / V_0) \text{Cos}\{2\pi p\zeta - \varphi_{0p}\} \cdot d\zeta_0. \quad (14)$$

Амплитуду и фазу возбуждаемых пучком электронов длинноволновых ленгмюровских колебаний в фиксированной точке в лабораторной систем отсчета запишем в виде

$$a_0 = \left(\frac{\delta}{\omega_{pe}}\right)^2 \sqrt{\left[\sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{A_{0p}}{p} \cdot \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\}\right]^2 + \left[\sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{A_{0p}}{p} \cdot \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\}\right]^2}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_0}{\partial \tau} = & \text{Cos}\{\varphi_0\} \left(\frac{\delta}{\omega_{pe}}\right)^2 \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \left[\frac{\partial A_{0p}}{p \partial \tau} \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\} + \frac{A_{0p}}{p} \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\} \frac{\partial \varphi'_{0p}}{\partial \tau} \right] - \\ & - \text{Sin}\{\varphi_0\} \left(\frac{\delta}{\omega_{pe}}\right)^2 \sum_{p_{\min}}^{p_{\max}} \left[\frac{\partial A_{0p}}{p \partial \tau} \text{Cos}\{\varphi'_{0p}\} - \frac{A_{0p}}{p} \text{Sin}\{\varphi'_{0p}\} \frac{\partial \varphi'_{0p}}{\partial \tau} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

где $a_0 = \frac{ek_{00}}{m_e \omega_{pe}^2} E_0 = |a_0| \exp\{i\varphi_0\}$, $\omega_{pe} / \delta = 29.41$, где выбор этого отношения определяется характерным временем развития модуляционной неустойчивости, рассмотренной в работе [14].

Уравнения движения частиц, моделирующих пучок, можно представить в виде

$$\frac{d\zeta}{d\tau} = V, \quad (17)$$

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{1}{2\pi} \sum_{p>0} \frac{A_{0p}}{p} \text{Sin}\{2\pi p\zeta - \varphi_{0p}\}. \quad (18)$$

Поле в системе покоя пучка имеет вид

$$E(\zeta) = \left\{ \left[\sum_{p=p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{A_{0p}}{p} \cdot \text{Cos}\{2\pi p\zeta + \varphi_{0p}\} \right]^2 + \left[\sum_{p=p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{A_{0p}}{p} \cdot \text{Sin}\{2\pi p\zeta + \varphi_{0p}\} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (19)$$

Система уравнений (13)–(18) описывает возбуждение пучком нерелятивистских электронов длинноволновых колебаний, и в этих условиях выполняется соотношение, представляющее собой интеграл системы уравнений (13)–(18)

$$I = \sum_p \frac{1}{R_p} \left\{ \frac{A_{0p}^2}{4\pi p^2} + 2\Theta \int_0^T dT' \frac{A_{0p}^2(T')}{4\pi p^2} \right\} + \frac{G}{p_0} \int_{-1/2}^{1/2} d\zeta_0 V_b = \text{Const}. \quad (20)$$

Нетрудно видеть, что интеграл (20) – это закон сохранения энергии в системе «релятивистский электронный пучок – линейная по возмущениям плазма».

РЕЖИМЫ СЛАБОГО ПОГЛОЩЕНИЯ. РЕАКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Спектр и фазовая плоскость частиц пучка. Рассмотрим развитие многомодового режима неустойчивости в отсутствие поглощения энергии ($\Theta = 0$). На рис.1 представлено развитие спектра мод (использована логарифмическая шкала) и поведение частиц на фазовой плоскости (скорость, координата). Можно видеть, что амплитуда резонансной моды ($n = 25$) максимальна в конце линейной (по амплитудам возмущений) стадии неустойчивости и затем за счет развития сателлитной неустойчивости (вследствие колебаний частиц в потенциальной яме основной моды [3]) возникают сателлиты. Причем из-за торможения

пучка как целого, резонанс сдвигается в сторону больших номеров мод, поэтому возбуждение антистоксовых более коротковолновых спутников происходит с большей эффективностью.

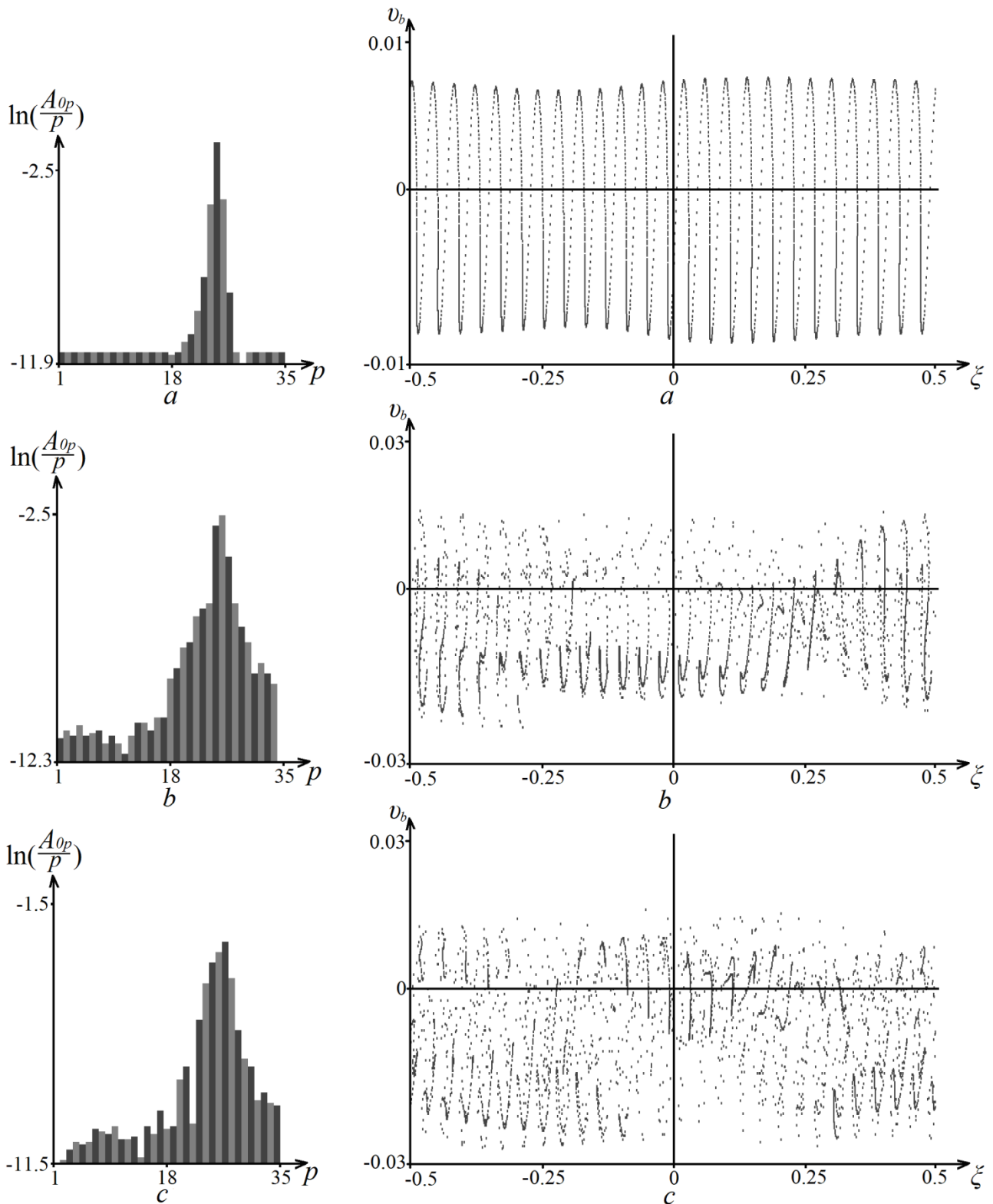


Рис. 1. Динамика спектра (слева) и поведение частиц на фазовой плоскости (справа) в отсутствии поглощения энергии колебаний $\Theta=0$ (a – в момент времени $\tau=13.6$, b – в момент времени $\tau=22.4$, c – в момент времени $\tau=26.8$)

На рис.1 и ниже на рис. 2 выбраны моменты времени, когда амплитуды резонансной и соседних мод достигают своих наибольших значений.

Развитие такой реактивной пучковой неустойчивости в присутствии небольшого поглощения энергии колебаний в системе происходит подобным образом, однако амплитуды колебаний несколько меньше.

Динамика этого процесса представлена на рис.2.

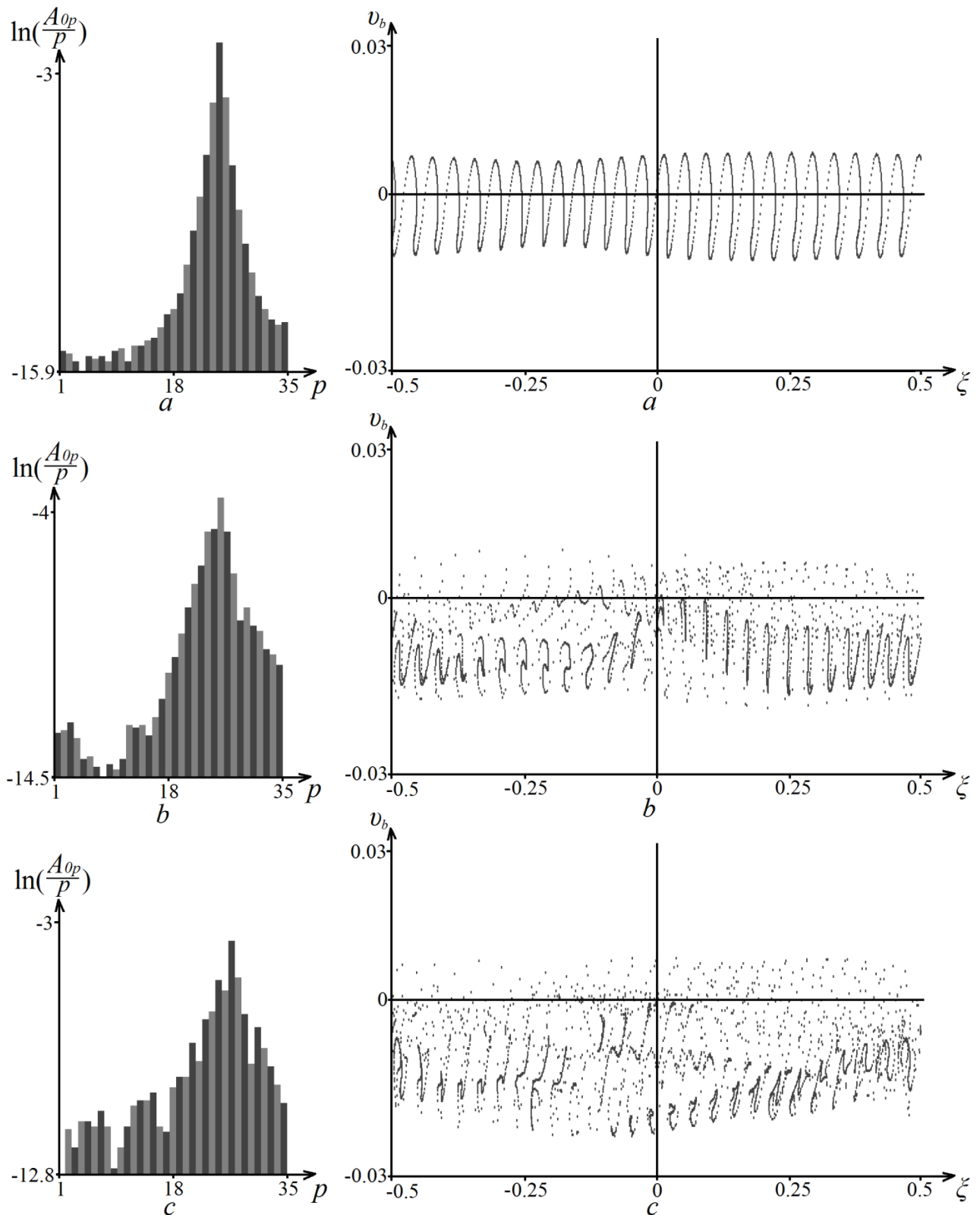


Рис. 2. Динамика спектра (слева) и поведение частиц на фазовой плоскости (справа) при небольшом поглощении энергии колебаний $\Theta = 0.3$ (a – в момент времени $\tau = 16.4$, b – в момент времени $\tau = 23.6$, c – в момент времени $\tau = 30$)

Можно привести характер распределения энергии на возбуждение колебаний и поглощаемой энергии (рис. 3). В многомодовом режиме потери энергии пучка, которые обусловлены поглощением в системе, довольно велики [4]; по сравнению с одномодовым режимом [15]. Причина этого в том, что все возбуждаемые моды спектра теряют свою энергию, что заметно увеличивает величину интегральных потерь. Закон сохранения (20) при этом выполняется.

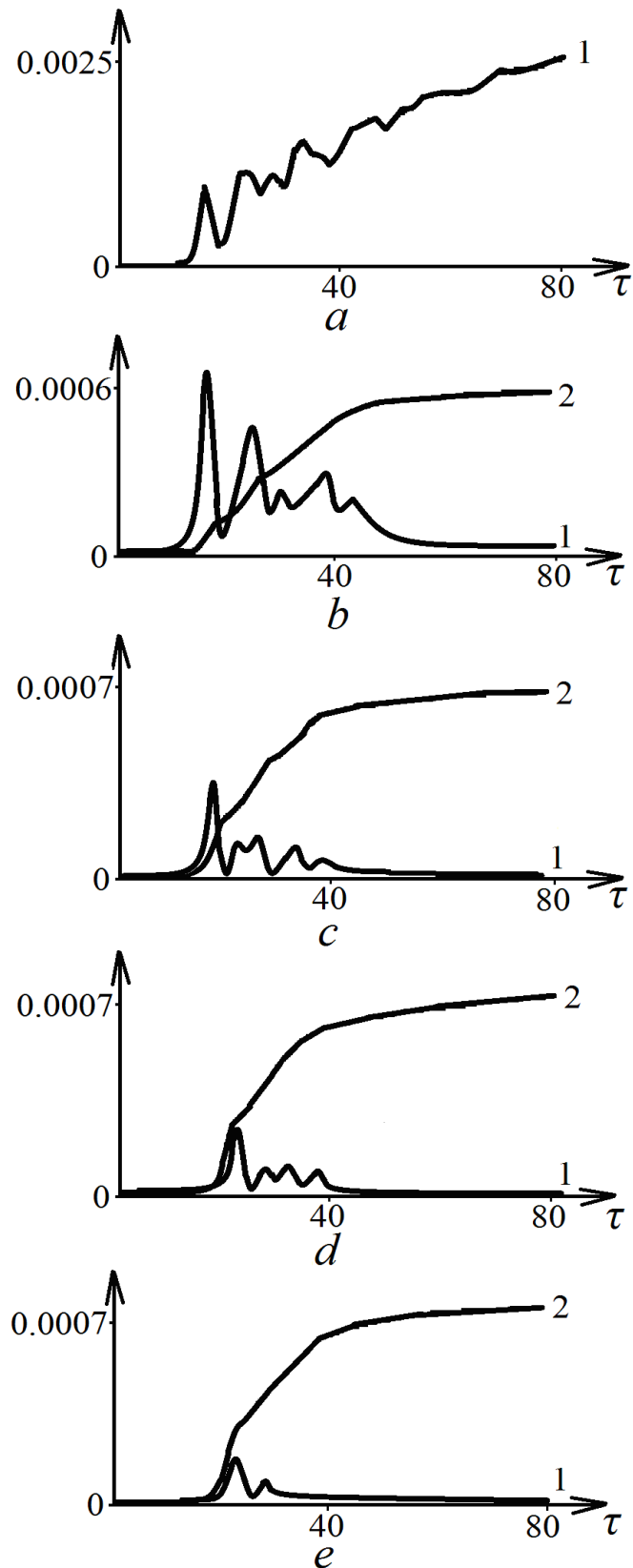


Рис. 3. Слагаемые интеграла (20) (1 – энергия колебаний спектра (все значения умножены на 3), 2 – поглощение энергии в системе ($a - \Theta = 0, b - \Theta = 0.1, c - \Theta = 0.3, d - \Theta = 0.5, e - \Theta = 0.7$))

Наибольший интерес представляет интегральное поле колебаний. Рассмотрим поведение амплитуды поля a_0 (15) и фазы поля (16) в фиксированной точке в лабораторной системе отсчета, где плазма покоится (рис. 4,5). Отметим, что в условиях поглощения амплитуда поля достаточно велика только на начальной стадии неустойчивости.

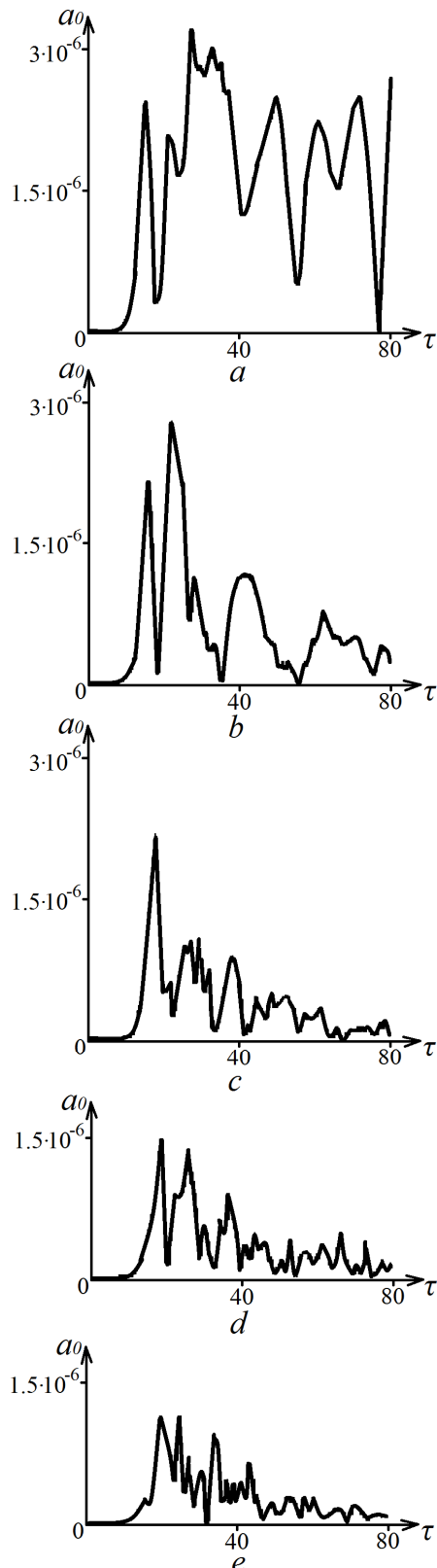


Рис. 4. Поведением нормированной амплитуды среднего поля a_0 от времени ($a - \Theta = 0, b - \Theta = 0.1, c - \Theta = 0.3, d - \Theta = 0.5, e - \Theta = 0.7$)

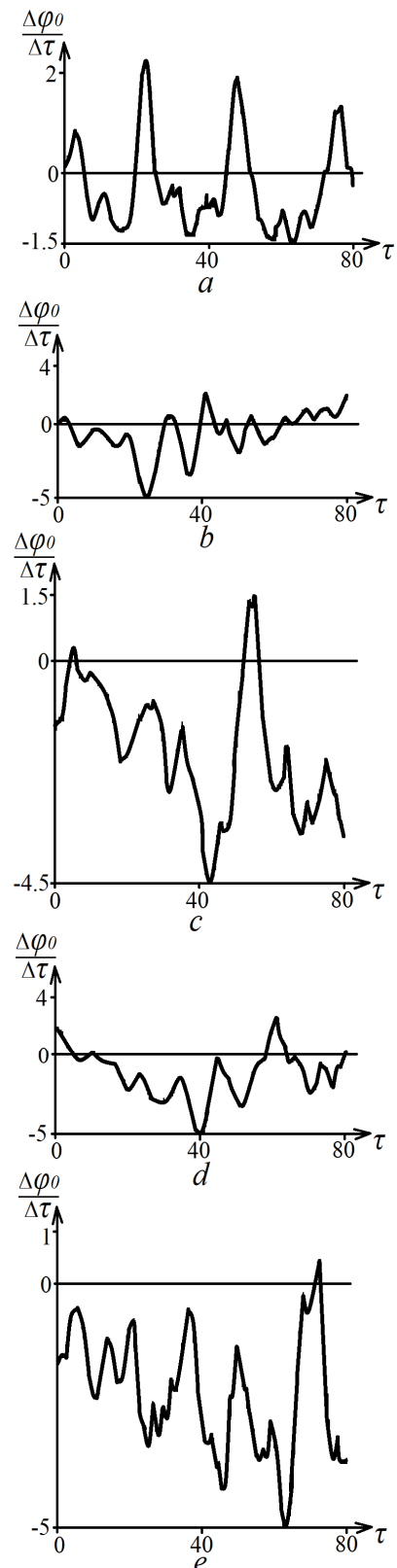


Рис. 5. Поведение изменения фазы среднего поля $\Delta\varphi_0 / \Delta\tau$ от времени ($a - \Theta = 0, b - \Theta = 0.1, c - \Theta = 0.3, d - \Theta = 0.5, e - \Theta = 0.7$)

Теперь рассмотрим поле в системе покоя пучка для того, чтобы оценить амплитуду и характерные длины волн огибающей поля колебаний – модуляции поля. На рис.6 представлена модуляция интегрального поля (19) в системе покоя пучка. Видно, что на начальной стадии процесса неустойчивости пространственная модуляция поля незначительна и затем усиливается.

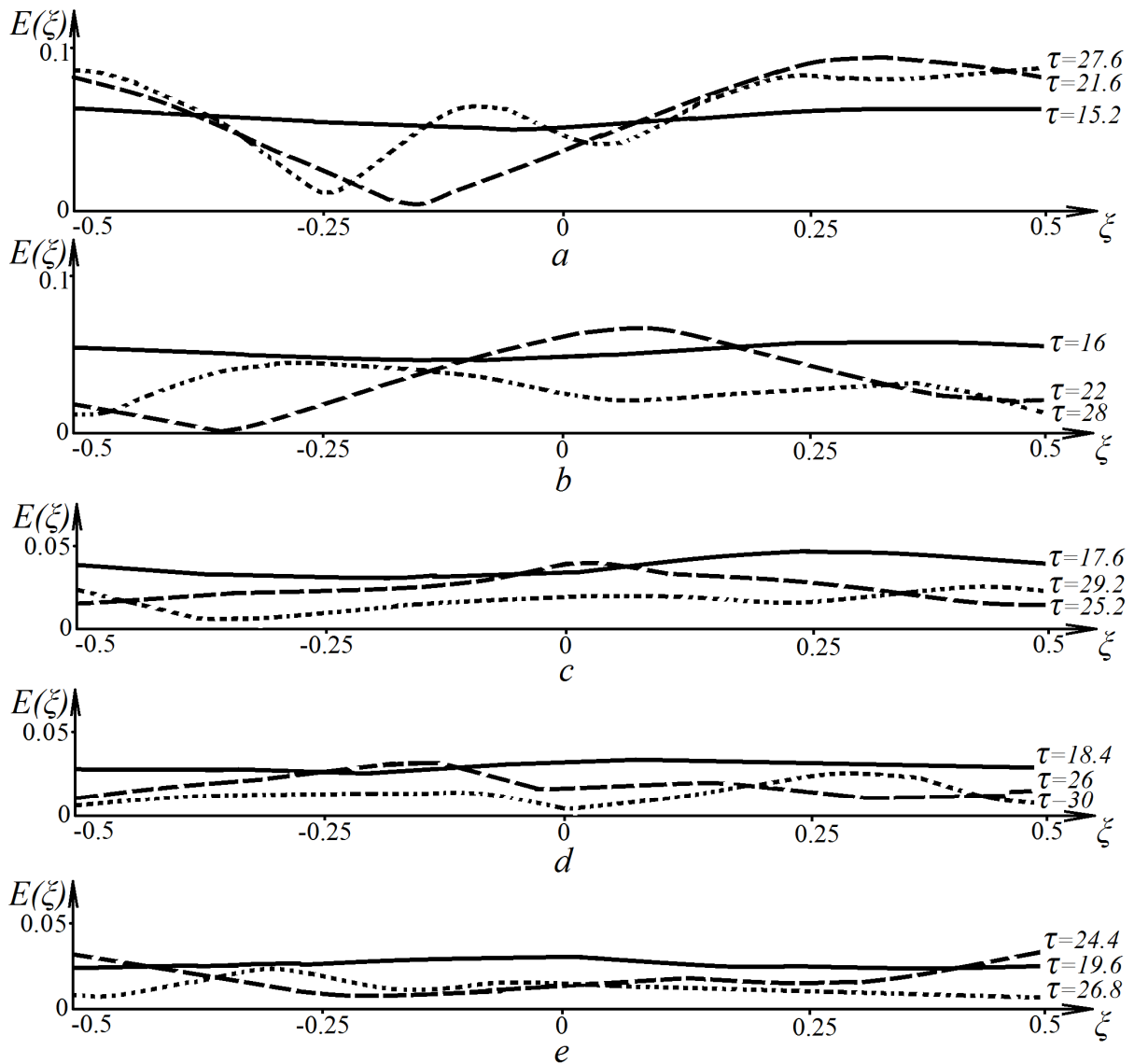


Рис. 6. Вид огибающей поля в системе покоя пучка в условиях достижения амплитудой среднего поля a_0 своего наибольшего значения ($a - \Theta = 0, b - \Theta = 0.1, c - \Theta = 0.3, d - \Theta = 0.5, e - \Theta = 0.7$)

Приведем зависимость средней поправки к частоте $\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\tau}$ среднего поля в лабораторной системе отсчета в выбранной нормировке. Интервал времени усреднения этой величины выберем от начала нелинейной стадии процесса (когда амплитуда поля достигает своего максимума) где интенсивность колебаний достаточно велика $\Delta\tau \propto 25$. Видно, что в основной области изменения уровня поглощения эта величина отрицательна.

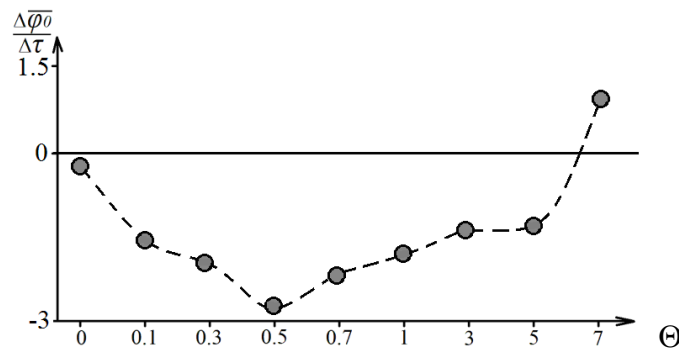


Рис. 7. Изменение среднего значения $\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\tau}$ как функции Θ в интервале $\Delta\tau \propto 25$ на начальной стадии развитой неустойчивости

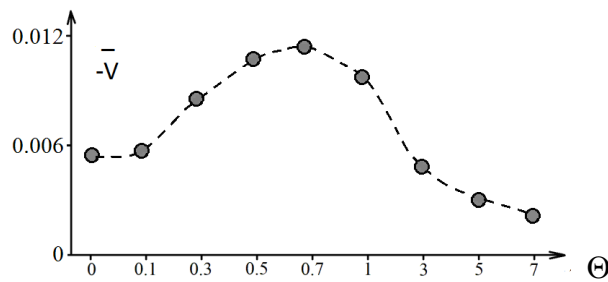


Рис. 8. Изменение среднего значения скорости частицы $|\bar{V}| = -\bar{V}$ (взятой по абсолютной величине) как функции Θ в интервале $\Delta\tau \propto 25$ на начальной стадии развитой неустойчивости

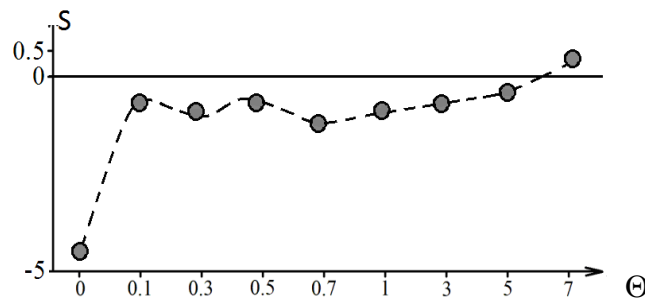


Рис. 9. Процесс синхронизации фазовой скорости волны и средней скорости пучка.

$S = -|\Delta V_b| / \Delta V_\Phi$ где $-\Delta V_b$ – изменение скорости пучка, ΔV_Φ – изменение фазовой скорости колебаний

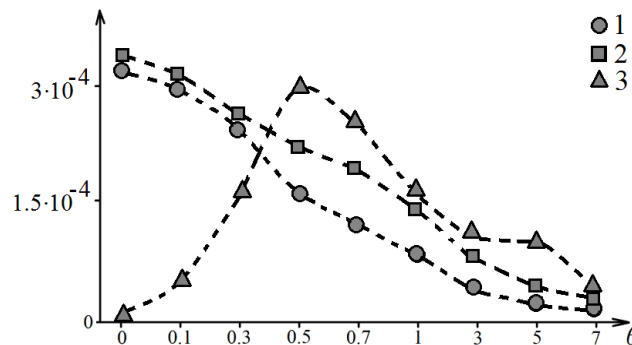


Рис. 10. Зависимости максимальной амплитуды $a_{0\max}$, относительного инкремента неустойчивости

$\delta(\Theta)/\omega_{pe} \approx (\delta/\omega_{pe}) \times \left\{ 1 + \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \Theta \right\}^{-1}$ и скорости потерь энергии поля $\Theta \cdot W = \sum_p \frac{1}{R_p} \left\{ 2\Theta \frac{A_{0p}^2(T')}{4\pi p^2} \right\}$ в моменты времени,

когда значение a_0 максимально, как функций уровня поглощения Θ :

$$1 - a_{0\max} \times 10^2; 2 - [\delta(\Theta)/\omega_{pe}] \times 10^{-2}; 3 - \Theta \cdot W \times 3$$

Средняя скорость частиц пучка и фазовая скорость интегрального поля убывают (рис. 7,8), и возникает вопрос о том, насколько эти процессы синхронизованы. При выбранном значении изменения абсолютной величины скорости $|\bar{V}| = -\bar{V}$, в случае синхронизации изменения средней скорости частиц пучка Δv_b и фазовой скорости колебаний Δv_F отношение $S = \frac{2\pi p_0 |\bar{V}|}{(\Delta\phi_0 / \Delta\tau)} = -\frac{|\Delta V_b| \cdot k_{00} p_0}{\Delta\omega} \rightarrow -1$. Не трудно видеть, что в

большом интервале изменения относительного декремента поглощения колебаний Θ имеет место такая синхронизация (рис. 9). Именно синхронизация фазовой скорости колебаний и захваченных полем колебаний частиц пучка являлась причиной аномального отбора энергии у пучка в одномодовом режиме диссипативной пучковой неустойчивости [15]. И в многомодовом режиме подобное явление имеет место, хотя потенциальная яма интегрального поля в системе покоя пучка имеет достаточно сложную конфигурацию и весьма нестабильна. Однако максимум поглощения энергии колебаний достигается уже не при уровнях поглощения $\Theta \approx 3$, как это было в одномодовом режиме [15], а при существенно меньших значениях: $\Theta \approx 0.5 \div 0.7$ (рис. 10).

РЕЖИМЫ СИЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ. ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Весьма интересными являются режимы пучковой неустойчивости в условиях сильного поглощения, когда декремент поглощения колебаний превышает максимальный инкремент бездиссипативной (реактивной) неустойчивости. Именно в этом случае параметр $\Theta > 1$.

Подобная неустойчивость характерна для процессов взаимодействия волн и возмущений разной энергии. Возмущения в пучке в этом случае представляют собой возмущения отрицательной энергии, то есть при росте их амплитуды энергия пучка как целого уменьшается [16,4]. Особенность диссипативных неустойчивостей состоит также в том, что групповая скорость возмущений в плазме и пучке синхронизируется со скоростью пучка, и неустойчивость в системе покоя пучка приобретает черты абсолютной неустойчивости [17,18].

Ниже обсудим ситуацию, когда начальный импульс поля располагается в области $\zeta < 0$. Эта область, занятая полем, с развитием неустойчивости постепенно уширяется в сторону отрицательных ζ . Последовательно формируется импульс поля, который, расширяясь в пространстве в развитых режимах процесса, занимает весь объем пучка. На рис.11 представлена динамика спектра (слева) и поведение частиц на фазовой плоскости (справа) в условиях достаточно сильного поглощения колебаний, $\Theta = 5$.

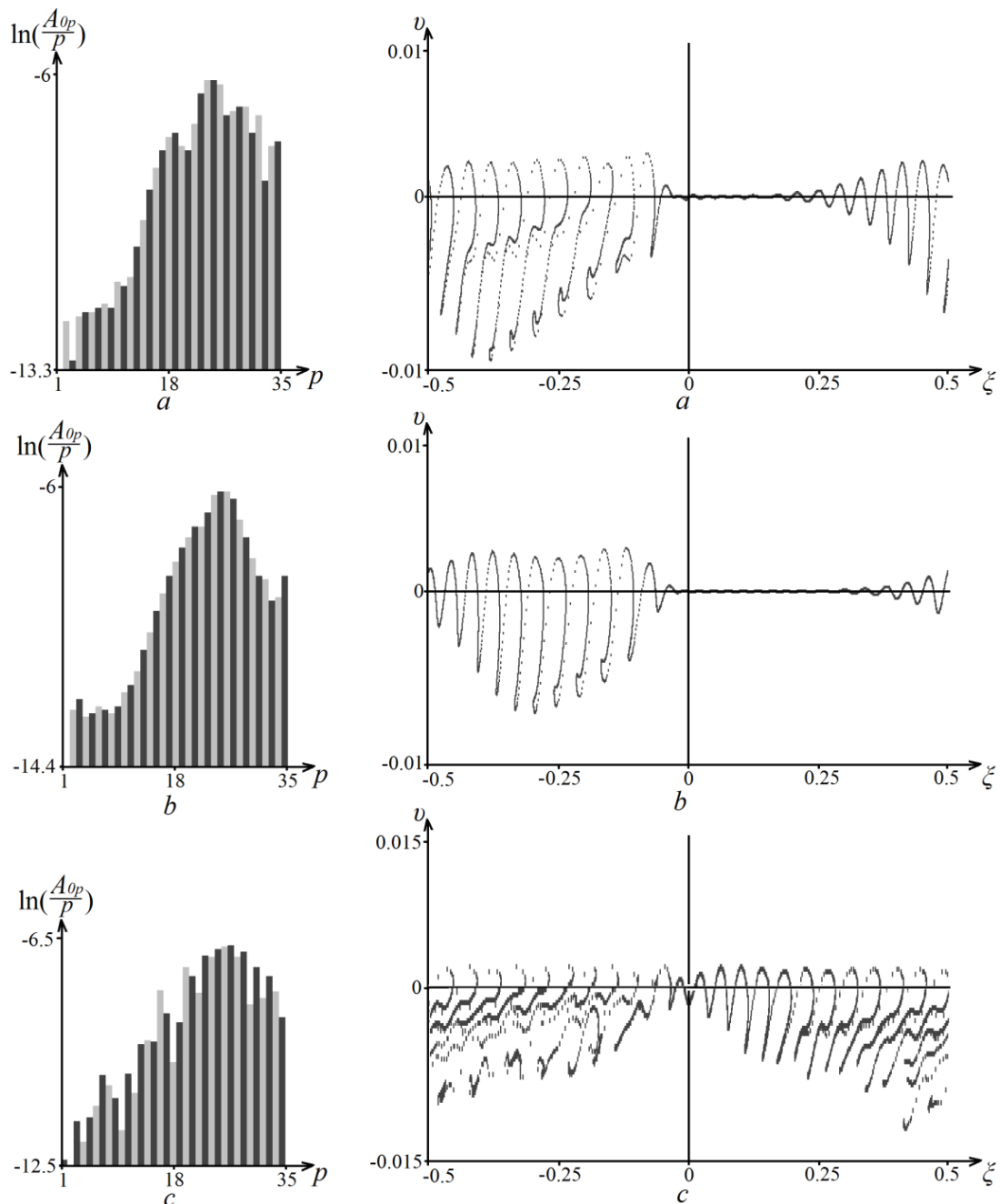


Рис.11. Динамика спектра (слева) и поведение частиц на фазовой плоскости (справа) при поглощении энергии колебаний, $\theta = 5$ (a – в момент времени $\tau = 49.6$, b – в момент времени $\tau = 43.2$, c – в момент времени $\tau = 64.8$)

Можно увидеть формирование импульса поля и группировку возмущений частиц в окрестности этого импульса. То есть, можно сказать, что результаты расчетов согласуются с представлениями, развитыми в приведенных выше работах. Важно рассмотреть динамику потерь пучка и энергии импульса для данных уровней поглощения (рис. 12).

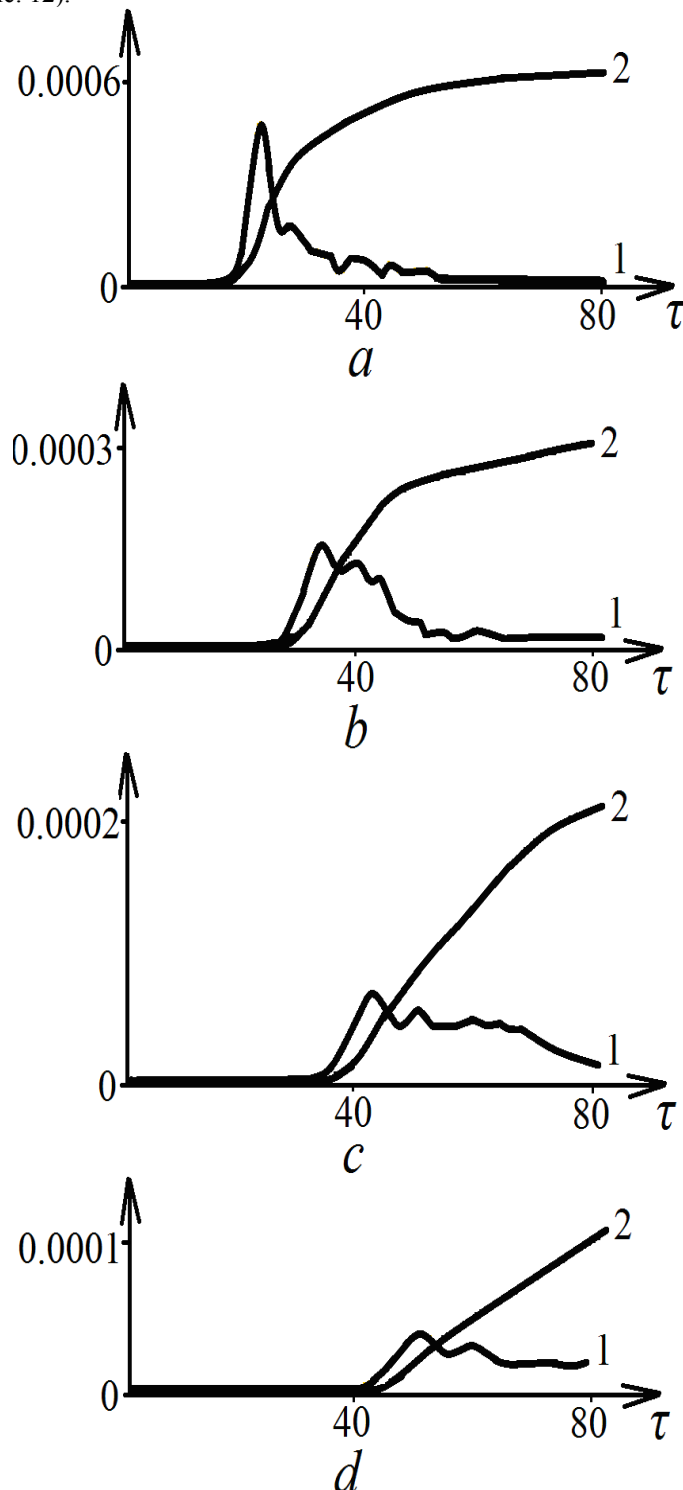


Рис.12. Слагаемые интеграла (20) (по оси ординат) как функции времени. 1 кривая – энергия колебаний спектра (все значения умножены на 10) – первое слагаемое (20), 2 – энергия, которая поглощена в системе к этому моменту времени (a – $\Theta = 1$, b – $\Theta = 3$, c – $\Theta = 5$, d – $\Theta = 7$), – второе слагаемое (20)

Диссипативные режимы характеризуются крайне низкими значениями амплитуды поля. Поскольку возмущения поля, представляющие собой расширяющиеся в пространстве волновые пакеты, движутся практически со скоростью пучка, поле в лабораторной системе отсчета представляет собой последовательность импульсов (рис.13).

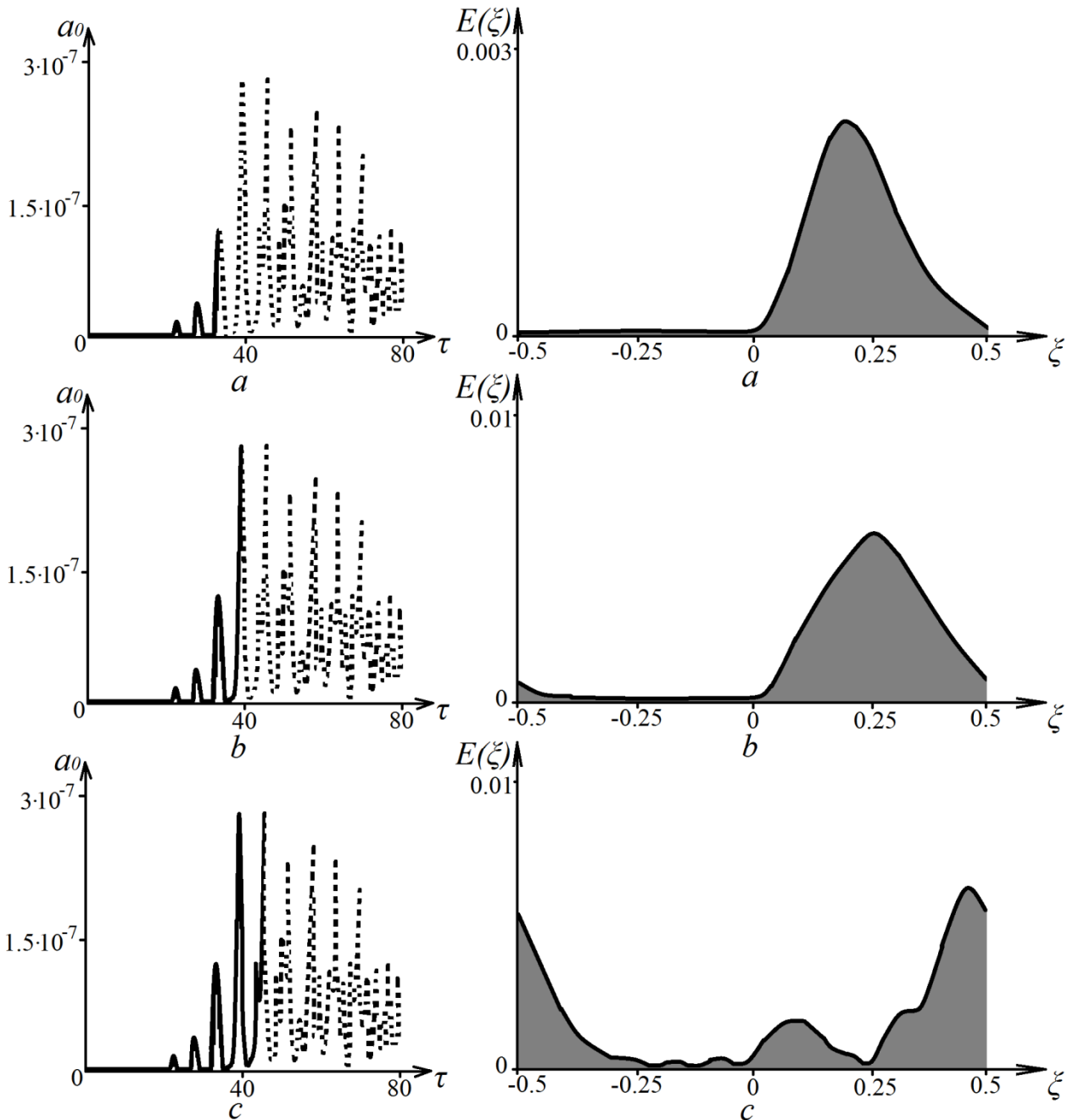


Рис.13. Поведение амплитуды интегрального поля в фиксированной точке в лабораторной системе отсчета (слева). Пунктиром показана вся последующая динамика поведения амплитуды поля. Вид огибающей поля в системе покоя пучка (справа) для случая $\Theta = 5$ (a – в момент времени $\tau = 33.2$, b – в момент времени $\tau = 38.8$, c – в момент времени $\tau = 45.2$)

ВЫВОДЫ

Развитие пучковой неустойчивости в многомодовом режиме сопровождается уширением спектра, более сильным воздействием поглощения энергии колебаний на процесс, чем в одномодовых случаях. В случае относительно слабых уровней поглощения интегральное поле в лабораторной системе отсчета, в которой плазма покоится, в фиксированных точках в среднем мало изменяется, по крайней мере, на начальном этапе процесса, модуляция пучка в его системе покоя слабо выражена.

Важным параметром, который определяет развитие процесса пучковой неустойчивости является параметр θ который представляет собой отношение декремента поглощения энергии колебаний в отсутствии пучка к величине инкремента пучковой неустойчивости в отсутствии потерь.

Максимальный отбор энергии от частиц пучка в условиях развития многомодового режима неустойчивости достигается при $\Theta = 0.5 \div 0.7$ в отличие от случая одномодового режима, когда для этого необходимо выбрать значения параметра, $\Theta \approx 3$. Начиная со значений $\Theta > 0.1 \div 0.3$ изменение средней скорости частиц пучка и фазовой скорости интегрального поля колебаний достаточно хорошо синхронизованы.

То есть черты процесса, характерные для одномодовых диссипативных неустойчивостей (при которых $\Theta > 1$), в многомодовом случае проявляются уже при существенно меньших значениях $\Theta > 0.1 \div 0.3$. Такие уровни поглощения, вообще говоря, формально относятся к реактивным режимам процесса.

В случае диссипативных режимов ($\Theta > 1$) многомодовой неустойчивости возмущения в пучке и плазме распространяются синхронно, интегральное поле в лабораторной системе отсчета в фиксированной точке является импульсным, причем ширина импульсов со временем растет. В системе покоя пучка поле представляет собой волновые пакеты, синхронизованные с возмущениями частиц пучка. Именно начальные возмущения, начальные волновые пакеты формируют такую структуру поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fainberg Ya.B. Plazmennaya elektronika // Ukr. fiz. zhurn. – 1978. - T.23, No.11. - S.1885– 901; Nekotorye voprosy plazmennoi elektroniki // Fizika plazmy. – 1985. - T.11, No.11. - S.1398– 1410.
2. Kuzelev M.V., Rukhadze A.A. Elektrodinamika plotnykh elektronnykh puchkov v plazme. – M.: Nauka. Gl. red. fiz.– mat. lit., 1990. – 336s.
3. Shapiro V.D., Shevchenko V.I. Vzaimodeistvie volna– chastitsa v neravnovesnykh sredakh // Izv. VUZov Radiofizika. – 1976. - T.19, No.5–6. - S.787– 791.
4. Kondratenko A.N., Kuklin V.M. Osnovy plazmennoi elektroniki. – M.: Energoatomizdat, 1988. – 320s.
5. Buts V.A., Lebedev A.N. Kogerentnoe izluchenie intensivnykh elektronnykh puchkov. – M. Izd. FIAN RAN, 2006. - 333s.
6. Silin V.P. Parametricheskii rezonans v plazme // ZhETF. – 1965. - T.48, vyp.6. - S.1679– 1691.
7. Zakharov V.E. O spektre slaboï turbulentsnosti v plazme bez magnitnogo polya. – ZhETF. – 1966. – T.51, vyp.6. - S.688– 696.
8. Kruer W.L., Kaw P.K., Dawson J.M., Oberman C. Anomalous high– frequency resistivity and heating of a plasma // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol.24. - P.987.
9. Silin V.P. Anomal'naya nelineinaya dissipatsiya vysokochastotnykh radiovoln v plazme // UFN. – 1972. – T.108, vyp. 4. - S.625– 654.
10. Kruer W.L. Heating of underdense plasma by intense lasers // Phys. Fluids. – 1973. - Vol.16. - No.9. - P.1548– 1550.
11. Ivanov A.A., Nikulin M.G. Nelineinoe vzaimodeistvie lengmyurovskikh voln bol'shoi amplitudy v besstolknovitel'noi plazme // ZhETF. – 1973. - T.65, No.1. - S.168– 174.
12. Andreev N.E., Silin V.P., Stenichikov G.L. O nasyshchenii parametricheskoi neustoichivosti plazmy v sil'nom elektricheskom pole // Fizika plazmy. – 1977. - T.3, No.5. – S.1088– 1096.
13. Kovrizhnykh L.M. Modulyatsionnaya neustoichivost' i nelineinye volny v kholodnoi plazme // Fizika plazmy. – 1977. – T.3, vyp.5. - S.1097– 1105.
14. Belkin E.V., Kirichok A.V., Kuklin V.M., Pryjmak A.V., Zagorodny A.G. Dynamics of ions during development of parametric instability of langmuir waves // VANT. Series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”. – 2013. – No.4 (86). – Iss.8. – P. 260–266.
15. Kondratenko A.N., Kuklin V.M., Tkachenko V.I. Nelineinaya teoriya puchkovoi neustoichivosti v stolknovitel'noi plazme // Izv. vuzov. Radiofizika. – 1978. - T.21. – No.10. - S.1535– 1537; Ob anomal'nom urovne poter' energii puchka pri razvitii dissipativnoi puchkovoi neustoichivosti // Ukrainskii fizicheskii zhurnal. – 1979. - T.24. – No.4. - S.559– 561.
16. Abramovich V.U., Shevchenko V.I. K nelineinoy teorii dissipativnoi neustoichivosti relyativistskogo puchka v plazme // ZhETF. – 1972. - T.62, vyp. 4. - S.1386– 1391.
17. Fedorchenko A.M., Kotsarenko N.Ya. Absolyutnaya i konvektivnaya neustoichivost' v plazme i tverdykh telakh. – M.: Nauka, 1981. – 176s.
18. Kuklin V.M. O vliyatii dissipativnykh protsessov na prostranstvenno-vremennuyu dinamiku neustoichivosti v plazme // Radiotekhnika i elektronika. – 1987. - T.32, vyp. 2. – S. 452– 455.