



## ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ФІЗИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

УДК 533.9

### КОНВЕРСІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ІМПУЛЬСНИХ ТЕРАВАТНИХ ЛАЗЕРІВ У РЕЛЯТИВІСТСЬКІ ЕЛЕКТРОННІ ПУЧКИ ТА РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЛЯ ДІЇ НА ОБ'ЄКТИ

В.І. Карась<sup>1,2</sup>, Б.М. Гавриленко<sup>2</sup>, О.В. Заліван<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>Харківський фізико-технічний інститут НАН України,  
<sup>2</sup>Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба,)

*Тераватні імпульси або навіть петаватного рівня дають можливість вивчати такі особливості взаємодії короткоімпульсного випромінювання мікронної довжини хвилі з речовиною при густинах потоку енергії  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>: можливі експерименти з часовим розрізненням у 100 фемтосекунд або менше; результуюче електричне поле майже в 100 разів більше кулонівського поля, яке зв'язує електрони в атомі; щільна густина енергії більше ніж  $3 \cdot 10^8$  Дж·см<sup>-2</sup>, котра відповідає тепловому випромінюванню абсолютно чорного тіла при температурі 10 кЕВ та еквівалентна тиску світла близько 100 Гбар; середня коливальна енергія електронів досягає 10 МеВ; реалізовані різноманітні механізми прискорення електронів і іонів плазми кільватерними хвилями, що збуджуються інтенсивним лазерним імпульсом; незважаючи на маленьку глибину проникнення лазерного випромінювання в щільні середовища, внаслідок коливання та прискорення електронів та наступного випромінювання ними „жорстких” квантів гальмівного випромінювання поразення такими лазерами радіоелектронної апаратури буде дуже ефективним.*

***конверсія, коротко імпульсні тераватні лазери, релятивістські електронні пучки, рентгенівське випромінювання***

Фізичні основи тераватних фемтосекундних лазерів були сформульовані тільки 20 років тому [1 – 3]. Для досягнення пропускну здатності в декілька джоулів на квадратний сантиметр крізь твердотільні матеріали, фемтосекундний імпульс повинен бути розтягнутий з фактором декілька тисяч до підсилення. Потім він підсилюється до значення від  $10^9$  до  $10^{11}$  та стискається до первісної довжини імпульсу.

Мікрохвильовий аналог Chirped-Pulse Amplification (CPA) методу продемонстровано більш ніж 45 років тому для радара [4]. Стисканням імпульсу після підсилення дослідники змогли досягнути високої потужності імпульсу для дальнього виявлення об'єкта. У більшості CPA систем у оптичному режимі імпульси стискаються прямо після підсилення. Закінчений аналог радарної системи був недавно продемонстрований в оптичному діапазоні для великого радіуса дії – високопрецизійний LIDAR (детектування світла) [3].

1. CPA технологія в оптичному режимі передбачає такі маніпуляції: по-перше, дуже короткі (фемтосекундні) імпульси генеруються на нано-джоульному рівні, по-друге, імпульси подовжуються з фактором до  $10^4$ , по-третє, вони підсилюються на 10 – 11 порядків величини, по-четверте, вони стискаються після підсилення з фактором у  $10^4$ , тобто до первісної довжини. У першій оптичній демонстрації CPA, дисперсія за груповою швидкістю в світловоді була використана для подовження імпульсу. Найнижчий частотний (червоний) компонент імпульсу проходить крізь середовище швидше ніж високочастотний компонент (синій), результуючи подовження, а потім стискання імпульсу завдяки зворотній дисперсії, коли синій компонент проходить середовище швидше ніж червоний. Таких же ефектів можна досягти за допомогою дифракційних ґраток.

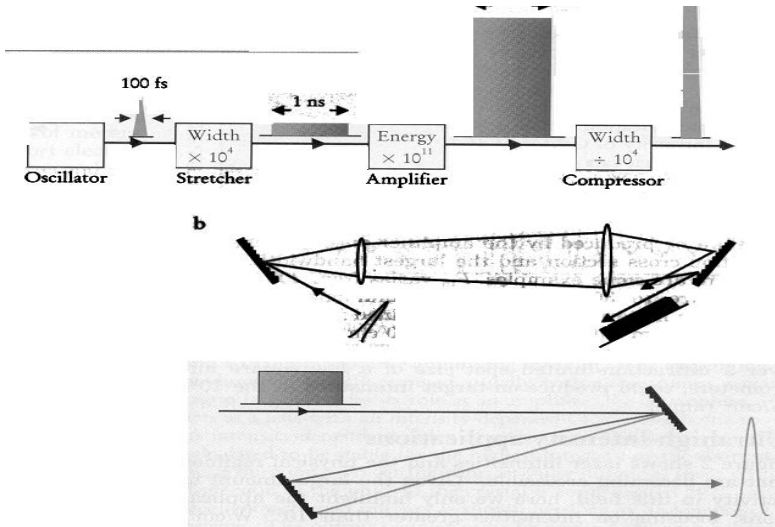


Рис. 1. Схема коротко імпульсного тераватного лазера

Приділяючи певну увагу як до лінійних, так і до нелінійних аберацій у лазері та в каналах поширення пучків, можна зараз отримувати майже дифракційно обмежені тераватні імпульси. Коли система сфокусована, такі імпульси можуть досягати при випромінюванні інтенсивностей  $10^{19} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Підвищуючи в таких пристроях потужності до 100 ТВт або навіть до петаватного рівня, отримують можливість вивчати взаємодію лазерів з речовиною при густинах потоку енергії  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> та вище.

Доступність цих імпульсів відкриває новий режим у вивченні взаємодії лазерного випромінювання з речовиною. Застосування пов'язані з чотирма властивостями таких імпульсів. По-перше, простота в досягненні малої довжини імпульсу робить можливими експерименти з часовим розрізненням у 100 фемтосекунд або менше. При застосуванні до плазми спостерігати фактично гідродинамічний рух на протязі лазерного імпульсу. По-друге, великі електричні та магнітні поля зв'язані з інтенсивними імпульсами, при інтенсивностях  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> результуюче електричне поле дорівнює  $10^{14}$  В/м, тобто в 100 разів більше кулонівського поля, яке зв'язує електрони у атомі. Це поле достатньо сильне для іонізації важких атомів, таких як уран  $U^{92+}$  на протязі короткої дії імпульсу. По-третє, густина енергії та результуючий світловий тиск імпульсу досягають дуже високих значень, так, при інтенсивності  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> питома густина енергії більше ніж  $3 \cdot 10^8$  Дж/см<sup>3</sup>, котра відповідає тепловому випромінюванню абсолютно чорного тіла при температурі 10 кеВ та еквівалентна тиску світла близько 300 Гбар. Нарешті, вільні електрони генеруються інтенсивним імпульсом, завдяки його полю їх середня коливальна енергія досягає:

$$E_{\text{кол}} = mc^2 \left( \sqrt{1 + 2U_p / mc^2} - 1 \right), \quad (1)$$

де  $m$  – маса електрона;  $U_p = (e^2 E^2) / (4m\omega^2) = 9,33 \times 10^{-14} I \lambda^2$  – нерелятивістська коливальна енергія вільних електронів (виражена в електрон-вольтах, якщо інтенсивність лазера вимірюється у Вт/см<sup>2</sup>, а довжина хвилі в мікрометрах);  $c$  – швидкість світла;  $e$  – заряд електрона;  $\omega$  – частота лазера.

Для Nd-скляного лазера, генеруючого 1,05 мкм лазерні імпульси, коливальна енергія електронів близько 10 МеВ для лазера, інтенсивністю  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. В останні роки приділяється велика увага вивченню лазерних методів прискорення заряджених частинок у щільній плазмі (сучасний стан цієї проблеми можна бачити зі статей [5 – 7] та цитованої в них літератури). У цілій низці експериментів при високих значеннях прискорюючих полів (порядку 1 ГВ/см), збуджуваних у плазмі з закритичною густиною коротким лазерним імпульсом, спостерігались прискорені електрони з порівняно низькими (порядку 100 МеВ) енергіями [5, 6].

2. Ми пояснимо причини малих довжин ефективного прискорення електронів  $\ell_{\text{acc}}$  в умовах, коли: на масштабах, що суттєво перевищують  $\ell_{\text{acc}}$ , плазма однорідна; ленгмюрівська хвиля ефективно збуджується лазерним імпульсом і не опрокидується; мають місце умови ефективного збудження другої гармоніки лазерного випромінювання при значеннях параметра  $a_0 \geq 1$  ( $m, e - (a_0 = eA_0 / (m\omega))$ ,  $A_0, \omega$  – максимальне значення електрич-

ного поля та частота лазерного імпульсу), як показує повне чисельне моделювання ([7]). У роботі [7] було показано, що в одновимірній напівобмеженій плазмі відбувається збудження коротким лазерним імпульсом пакета ленгмюрівських хвиль, які поширюються углиб плазми зі швидкістю, близькою до теплової швидкості електронів плазми.

Далі ми наводимо результати вивчення прискорення електронів у напівобмеженій плазмі з закритичною густиною пакетом ленгмюрівських хвиль, збудженим коротким лазерним імпульсом. Для дослідження процесу прискорення були вибрані «пробні» частинки, зворотний вплив котрих на лазерний імпульс і пакет ленгмюрівських хвиль не враховувався, тобто розгляд виконано в наближенні заданого поля. При цьому ми природно отримуємо оцінку зверху на енергію прискорених частинок. Досліджено вплив форми короткого лазерного імпульсу та теплового розбігу «пробних» частинок на динаміку їх прискорення.

Нехай із вакууму на напівобмежену однорідну плазму з температурою електронів  $T_e$  нормально до її межі падає лазерний імпульс. Несуча частота  $\omega$  лазерного імпульсу у два рази нижча ніж електронна плазмова частота  $\omega_p$ . Такий імпульс проникає у плазму на глибину  $\lambda = 2c/\sqrt{3}\omega_p$ . Друга гармоніка лазерного імпульсу, збуджена внаслідок нелінійності плазми, буде мати плазмову частоту  $i$ , таким чином, у скін-шарі буде відбуватись резонансне збудження ленгмюрівської хвилі, котра буде поширюватись у глибину плазми.

У випадку наступного профілю інтенсивності лазерного імпульсу

$$F(\tau/\tau_L) = \begin{cases} \sin(\pi\tau/\tau_L), & 0 \leq \tau \leq \tau_L; \\ 0, & \tau \leq 0, \tau \geq \tau_L, \end{cases} \quad (2)$$

вираз для подовжнього електричного поля ленгмюрівської хвилі, що поширюється в плазмі, має вигляд [7]:

– для  $0 \leq \tau \leq \tau_L$

$$\begin{aligned} \psi(\tau, \zeta) = & -\frac{1}{2} \int_0^\tau d\tau_0 \int_{-\infty}^\zeta d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0\left(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}\right) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta - \zeta_0)} + \\ & + \frac{1}{2} \int_0^\tau d\tau_0 \int_\zeta^\infty d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0\left(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}\right) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta_0 - \zeta)}, \end{aligned} \quad (3, a)$$

– для  $\tau \geq \tau_L$

$$\begin{aligned} \psi = & -\frac{1}{2} \int_{\tau - \tau_L}^\tau d\tau_0 \int_{-\infty}^\zeta d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0\left(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}\right) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta - \zeta_0)} + \\ & + \frac{1}{2} \int_{\tau - \tau_L}^\tau d\tau_0 \int_\zeta^\infty d\zeta_0 \theta(\tau_0 - |\zeta_0|) J_0\left(\sqrt{\tau_0^2 - \zeta_0^2}\right) \sin\left(\pi \frac{\tau - \tau_0}{\tau_L}\right) \cos(\tau - \tau_0) e^{-\alpha(\zeta_0 - \zeta)}, \end{aligned} \quad (3, б)$$

де  $\psi = E/E_*$  – знерозмірене подовжнє електричне поле;  $E_* = \sqrt{3}E_m a_0^2 / 2$ ;  $E_m = (mc\omega_p)/e$ ;  $\tau = \omega_p t$ ,  $\zeta = z\omega_p/v_T$  – знерозмірені час і подовжня швидкість електронів;  $\alpha = \sqrt{3}v_T/(2c)$ ;  $\tau_L = \omega_p t_L$ ;  $t_L$  – довжина лазерного імпульсу;  $\theta(x)$  – одинична функція Хевісайда;  $J_0(x)$  – функція Беселя.

Процес збудження і поширення ленгмюрівської хвилі у плазмі, що описується співвідношенням (3), був досліджений чисельно, як і в роботі [7], для таких безрозмірних параметрів:  $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0,433$  та  $\alpha_2 = 0,1083$ , але для іншої форми імпульсу інтенсивності лазера. Для лазерного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 1,07$  мкм наведеним безрозмірним параметрам відповідають такі значення фізичних величин, що характеризують плазму: густина плазми  $n_0 = 4,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , плазмова частота  $\omega_{pe} = 3,77 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , температура електронів  $T_{e1} = 32$  кеВ і  $T_{e2} = 2$  кеВ. Зазначимо, що вибрані для чисельних розрахунків значення температури не є принциповими з фізичної точки зору для нашого розгляду. Вони дозволяють лише скоротити час чисельного моделювання процесу, що вивчається, не впливаючи на якісну картину особливостей прискорення електронів. На рис. 2 представлено просторово-часовий розподіл ленгмюрівської хвилі, збудженої коротким лазерним імпульсом, для безрозмірних параметрів  $\tau_L = 12$ ,  $\alpha_1 = 0,433$  та форми імпульсу інтенсивності лазерного випромінювання (2).

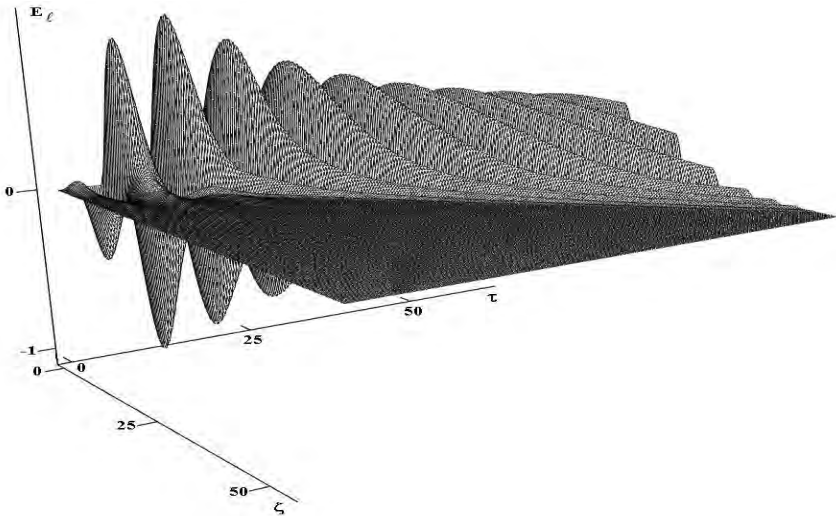


Рис. 2. Просторово-часовий розподіл ленгмюрівської хвилі, збудженої коротким лазерним імпульсом ( $\tau_L = 12$ ,  $\alpha = 0,433$ )

У роботі [7] досліджена ситуація для різкого переднього фронту лазерного імпульсу та представлені рисунки, що ілюструють поширення ленгмюрівської хвилі у плазмі для функції  $F(\tau/\tau_L)$ , яка описує форму імпульсу інтенсивності лазерного імпульсу, що має вигляд

$$F(\tau/\tau_L) = \begin{cases} \cos(\pi\tau/2\tau_L), & 0 \leq \tau \leq \tau_L; \\ 0, & \tau \leq 0, \tau \geq \tau_L. \end{cases} \quad (4)$$

Як для різкого переднього фронту імпульсу, так і для плавного (дивись (2)) просторова структура ленгмюрівського збурення в плазмі має вигляд осциляцій. Його фронт поширюється з тепловою швидкістю електронів плазми. Дисперсійне розповсюдження ленгмюрівського збурення приводить до зменшення його максимальної амплітуди. У кожній точці простору по мірі приходу ленгмюрівського хвильового збурення електричне поле осцилює з плазмовою частотою.

3. Розглянемо процес прискорення електронів ленгмюрівським збуренням, що поширюється в плазмі та описується виразом (3). Будемо розв'язувати задачу в такій постановці. У початковий момент часу в області плазми  $\zeta_p \geq \zeta \geq 0$ , де  $\zeta_p$  вибране рівним 60, рівномірно розташовані від 3000 до 8000 “пробних” частинок. Були розглянуті як випадок частинок, що знаходяться у спокої в початковий момент часу, так і випадок частинок з нульовою спрямованою швидкістю та максвелівським розподілом за швидкостями з температурою, що дорівнює температурі плазми  $T_{e1} = 32$  кеВ або  $T_{e1} = 2$  кеВ. У початковий момент часу ленгмюрівське збурення в плазмі відсутнє. Потім по мірі поширення ленгмюрівського збурення у плазмі частинки будуть захоплюватися в процес прискорення.

Рівняння руху пробних частинок у електричному полі ленгмюрівського збурення (3) має вигляд:

$$\gamma_i \frac{d^2\zeta_i}{dt^2} = -\varepsilon\psi(\tau, \zeta_i), \quad (5)$$

де  $i$  – номер пробної частинки;  $\gamma_i = [1 - \beta_T^2 (d\zeta_i/dt)^2]^{1/2}$  – релятивістський фактор;  $\beta_T = v_T/c$ ;  $\varepsilon = \sqrt{3}a_0^2/(2\beta_T)$ ;  $N \geq i \geq 1$ ;  $N$  – кількість пробних частинок.

Чисельні розрахунки були виконані для  $\varepsilon = 3,42$ . Цій величині  $\varepsilon$  відповідає  $a_0 = 1$ . На рис. 3, а, б зображені траєкторії 300 пробних частинок, рівномірно розподілених у початковий момент часу на інтервалі  $60 \geq \zeta_{i0} \geq 0$  (де  $\zeta_{i0}$  – початкове значення координат  $i$ -ої частинки), для різкого переднього фронту лазерного імпульсу та двох різних температур плазми  $T_{e1} = 32$  кеВ та  $T_{e2} = 2$  кеВ. На рис. 3, в зображені траєкторії 300 пробних частинок (частинки в початковий момент часу знаходилися в

спокої), рівномірно розподілені на тому ж інтервалі  $60 \geq \zeta_{i0} \geq 0$  для форми інтенсивності лазерного імпульсу (4) (плавні передній та задній фронти лазерного імпульсу і температури плазми  $T_{e1} = 32$  кеВ). На рис. 3 добре видно згущення частинок, а також зародження згустку прискорених частинок. Порівняння рис. 3, а та 3, в показує, що використання різкого фронту лазерного імпульсу приводить до суттєвого скорочення області формування першого згустку прискорених частинок. Зменшення температури плазми (рис. 3, а, б) призводить до кардинального впливу на процес прискорення частинок внаслідок зниження швидкості поширення ленгмюрівської хвилі та пов'язаного з цим різкого зростання максимальної амплітуди плазмової хвилі. Перший згусток формує порівняно невелика група частинок, розташованих в області  $5,5 \geq \zeta_{i0} \geq 3,5$ . Задні частинки з цієї області доганяють передні. Внаслідок чого формується ущільнення – згусток частинок, котрий потім поширюється зі сталою швидкістю. По мірі поширення ленгмюрівського збурення вглиб плазми в процес прискорення захоплюються все нові частинки і, відповідно, зростає кількість електронних згустків. Видно, що основна доля частинок отримує поблизу переднього фронту пакета ленгмюрівських хвиль енергію, яка суттєво перевищує теплову, і виходить із області пакета, тобто перестає з ним взаємодіяти. У залежності від фази поля, у якій знаходилася частинка, вона отримує різну швидкість, тому ми і бачимо, що з вузької області вилітають частинки з різними швидкостями (різний кут нахилу траєкторій частинок). Видно також, що в подальшому ці частинки більше не взаємодіють з хвилею, тому що їх швидкості більші ніж фазова швидкість ленгмюрівської хвилі.

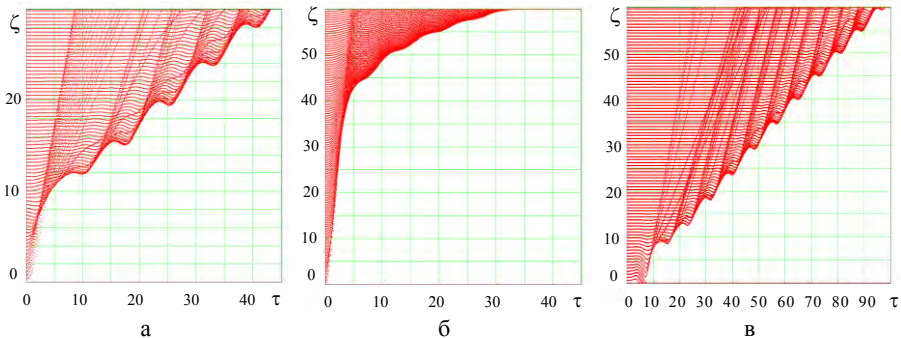


Рис. 3. Траєкторії пробних електронів, прискорених ленгмюрівською хвилею, збудженою коротким лазерним імпульсом

На рис. 4 проілюстровано вплив теплового розбігу пробних частинок на модуляцію густини. Тепловий розбіг призводить практично до

зникнення регулярної модуляції густини частинок. На рис. 4 представлена залежність кількості частинок  $N$  у відносних одиницях від часу, які перерізають площину  $\zeta = 60$ .

Розглянемо тепер вплив енергетичного розбігу пробних частинок на процес прискорення ленгмюрівським збуренням, збудженим у плазмі лазерним імпульсом. На рис. 4 зображені траєкторії пробних частинок, отримані для значення їх температури 32 кеВ. Згустки прискорених електронів у цьому випадку виражені в цьому випадку суттєво менш рельєфно, ніж у випадку “холодних” пробних частинок (рис. 4, а). Порівняння залежностей кількості частинок від часу, що пройшли крізь різні площини  $\zeta = \text{const}$ , демонструє суттєве зменшення модуляції внаслідок перекриття різних згустків. На відносно малих відстанях  $\zeta$  спостерігаються згустки заряджених частинок. Тепловий рух приводить до їх суттєвого розширення. При великих  $\zeta$  ( $\zeta = 55$ ) згустки перекриваються.

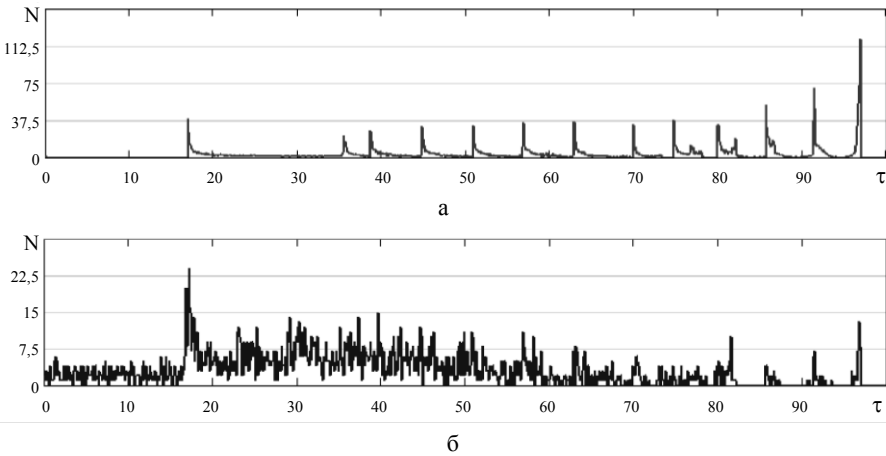


Рис. 4. Часовий розподіл кількості пробних електронів, прискорених ленгмюрівською хвилею, збудженою коротким лазерним імпульсом, на відстані  $\zeta_{\text{end}} = 60$ : а – без початкового теплового розбігу; б – з початковим тепловим розбігом

На рис. 5 зображені фазові портрети для пробних частинок з тепловим розбігом, що відповідає температурі плазми  $T_{e1} = 32$  кеВ, прискорених (для профілю інтенсивності лазера з різким переднім фронтом) ленгмюрівською хвилею, для різних моментів часу: а –  $\tau = 2,7$ ; б –  $\tau = 13,5$ ; в –  $\tau = 30,6$ . По осі ординат відкладені значення безрозмірного імпульсу  $\beta_i \gamma_i$ , де  $\beta_i = v_i/c$ , по осі абсцис – положення частинок у просторі. Видно, що більша частина пробних частинок отримує енергію від ленгмюрівської хвилі протягом короткого часу.



На кожну частинку діє подовжнє електричне поле, що осцилює з плазмовою частотою. Частинка захоплюється у процес прискорення, коли електричне поле інтенсивного ленгмюрівського імпульсу, який прийшов у задану точку, має від'ємну полярність. Потік прискорених електронів являє собою послідовність коротких згустків із наростаючою висотою від голови електронного потоку до його хвоста. Максимальна енергія частинок першого згустку, який має мінімальну інтенсивність потоку частинок і максимальний подовжній розмір, складає приблизно 870 кеВ. Енергія наступних згустків лежить у межах від 88 кеВ до 200 кеВ.

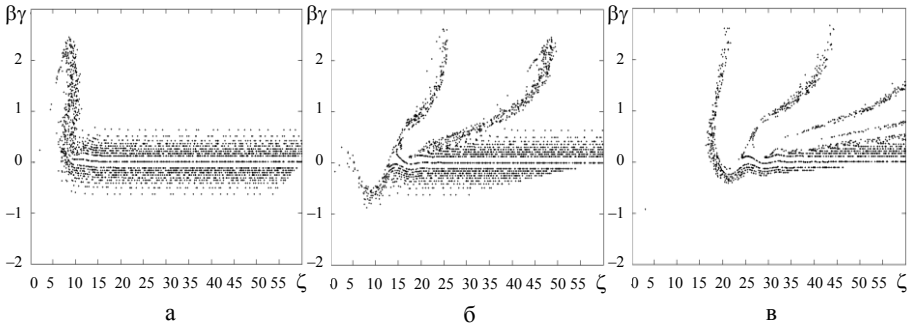


Рис. 5. Фазова площина прискорених (для різкого профілю інтенсивності лазера) ленгмюрівською хвилею пробних електронів без початкового теплового розбігу при температурі плазми  $T_e = 32$  кеВ, для різних моментів часу: а –  $\tau = 2,7$ ; б –  $\tau = 13,5$ ; в –  $\tau = 30,6$

Глибина проникнення частинок Мєвного діапазону у твердотільне середовище складає близько декількох міліметрів. Важливо зазначити, що ці прискорені частинки, як і частинки, що коливаються у полі лазерного імпульсу, є джерелами гальмівного випромінювання. Як добре відомо, верхня межа енергій квантів цього випромінювання визначається енергією електронів, тобто відноситься до Мєвного діапазону, для квантів якого довжина проникнення складає декілька сантиметрів.

Таким чином, незважаючи на маленьку глибину проникнення лазерного випромінювання в щільні середовища, внаслідок коливання та прискорення в інтенсивних електромагнітних полях та наступного випромінювання «жорстких» квантів гальмівного випромінювання поразення такими лазерами радіоелектронної апаратури буде дуже ефективним.

4. У доповіді наведені результати досліджень прискорення електронів хвилевим ленгмюрівським збуренням, збудженим у плазмі лазерним імпульсом. Було встановлено, що основна доля частинок отримує поблизу переднього фронту пакета ленгмюрівських хвиль енергію, яка суттєво перевищує теплову, і виходить з області пакета, тобто далі з ним не взаємодіє.

Як впливає з результатів проведених досліджень, навіть при високих (близько декількох сотень МВ/см) амплітудах збуджених полів пакета ленгмюрівських хвиль, енергія прискорених частинок не перевищує 1 МеВ. Показано, що у випадку “холодних” пробних частинок потік прискорених електронів являє собою послідовність коротких імпульсів із наростаючою максимальною інтенсивністю. Врахування теплового руху прискорюваних частинок приводить до поширення згустків, перекриття, а на великих відстанях – до демодуляції пучка прискорених електронів.

У роботах [5 – 7] досліджені різноманітні механізми прискорення електронів і іонів плазми хвилями, що збуджуються інтенсивним лазерним імпульсом. Проаналізовано, у яких випадках найбільш ефективним є який механізм – це дуже важливо для знаходження оптимальних режимів прискорення сформованих згустків кільватерними полями, збудженими інтенсивними лазерними імпульсами, у плазмі, оцінений вплив від самозбуджуваного магнітного поля.

Звернуто увагу на ту обставину, що, незважаючи на маленьку глибину проникнення лазерного випромінювання в щільні середовища, внаслідок коливання та прискорення в інтенсивних електромагнітних полях та наступного випромінювання «жорстких» квантів гальмівного випромінювання, пораження такими лазерами радіоелектронної апаратури буде дуже ефективним.

*Робота частково фінансово підтримана проектом ІНТАС №01-233 та Державним фондом фундаментальних досліджень України за проектом 02.07/000213.*

## ЛІТЕРАТУРА

1. *Strickland D., Mourou G. // Opt. Commun. – 1985. – V. 58. – P. 219.*
2. *Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – V. 24. – P. 398.*
3. *Perry M., Mourou G. // Science. – 1994. – V. 264. – P. 917.*
4. *Cock C.E. // Proc IRE. – 1960. – P. 310.*
5. *Balakirev V.A., Karas' V.I., Karas' I.V., Levchenko V.D., Bornatici M. // Laser and Particle Beams. – 2004. – V. 22. – P. 383.*
6. *Baton S.D., Santos J.J., Amiranoff F. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91. – P. 105-111.*
7. *Балакирев В.А., Гавриленко И.В., Карась В.И. и др. // Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – С. 842.*

*Надійшла 14.02.2006*

**Рецензент:** доктор фізико-математичних наук, професор В.А. Буц,  
Харківський фізико-технічний інститут НАН України.