

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Бондар Денис Сергійович

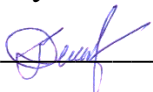
УДК 533.9

ДИСЕРТАЦІЯ
ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ТА ДІЕЛЕКТРИКУ
ПОТУЖНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ТА
РЕЛЯТИВІСТСЬКИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ ЗАДЛЯ
ПРИСКОРЕННЯ, ФОКУСУВАННЯ ТА НАГРІВУ
ЕЛЕКТРОНІВ І ПОЗИТРОНІВ

Спеціальність 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали»

Галузь знань 10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

 Д. С. Бондар

Наукові керівники:

Гаркуша Ігор Євгенович, академік НАН України, доктор фізико-
математичних наук, професор.

Маслов Василь Іванович, доктор фізико-математичних наук, професор.

Харків – 2024

АНОТАЦІЯ

Бондар Д. С. Дослідження збудження полів в плазмі та діелектрику потужними лазерними імпульсами та релятивістськими електронними згустками задля прискорення, фокусування та нагріву електронів і позитронів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали» (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2024.

Дисертаційну роботу присвячено теоретичному (за допомогою числового моделювання) дослідженню задач, пов'язаних питанням збудження кільватерних полів, питанням прискорення й фокусування згустків заряджених частинок, зокрема, створенню плазмової лінзи для фокусування релятивістських згустків позитронів, питанням використання ефектів самоінжекції та неоднорідності плазми. Використовувалося обчислення методом частинок в комірках, що, передбачає розв'язання рівнянь Максвелла. В дослідженні енергія частинок самоінжекттованих згустків ефективно характеризувалася поздовжнім імпульсом. Самоінжекттовані згустки, завдяки методам їхнього утворення, можуть мати широкий набір енергій (необхідних досліднику). А саме, в роботі йде мова про вивчення збудження кільватерних полів в плазмі, густина якої дорівнює густині електронів в твердому тілі (металах) ($n_e \approx 10^{22} \text{ см}^{-3} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$) рентгенівським лазерним імпульсом (потужна електромагнітна хвиля); дослідження формування, властивостей та ролі електронних солітонних каверн в інерційному синтезі, а також згладжування поперечних неоднорідностей в критичній точці за умов взаємодії лазерного імпульсу з неоднорідною плазмою в інерційному синтезі; окрім того, були знайдені параметри для плазмової лінзи, яка дозволила б

однаково та однорідно фокусувати послідовності релятивістських позитронних згустків; важливим питанням було дослідження амплітуди кільватерного поля та коефіцієнту трансформації за збудження кільватерних полів послідовністю згустків заряджених частинок в плазмі та діелектрику. Було досліджено збудження поля в плазмі послідовністю згустків електронів в нерезонансному випадку. Вивчається спосіб утримання самоінжективаних згустків в фазі прискорення кільватерної хвилі, а також, вплив зовнішнього магнітного поля на електронні згустки, що збуджують кільватерне поле в плазмі. Розглянуто процес комбінованого лазеро-плазмового прискорення, завдяки якому можливо забезпечити трансфер енергії між самоінжекттованими згустками й кільватерною хвилею. В ході дисертаційного дослідження було вивчено питання збудження кільватерного поля в плазмі твердотільної густини, тобто такої, що дорівнює густині вільних електронів в металах. Разом з використанням рентгенівських лазерних імпульсів, використання плазми з такими параметрами дозволяє забезпечити збудження кільватерних полів прискорення з амплітудою, що досягає кількох (в дослідженні близько 2-4 й більше) теравольт на метр. Було продемонстровано, що за означених умов кільватерний процес супроводжується формуванням самоінжектованих згустків електронів в області суттєвого негативного просторового заряду, а також формуванням області з підвищеною густиною іонів, яка забезпечує значне поле прискорення. Як наслідок – самоінжектовані згустки можуть бути прискорені в значному електричному полі. Було встановлено, що за різних параметрів лазерних імпульсів, величина поздовжнього кільватерного поля прискорення може досягати теравольт на метр за порядком величин. Самоінжектовані згустки рухаються вздовж кільватерного пузиря без руйнування протягом 100 періодів лазера. Окрім того, спостерігається так званий режим комбінованого лазеро-плазмового прискорення. Цей режим дозволяє зберегти та використати енергію лазерного імпульсу, що руйнується під час розповсюдження в плазмі. Енергія лазерного імпульсу передається самоінжектованим згусткам в разі потрапляння згустків в фази прискорення,

далі, коли згустки перебувають в фазах уповільнення кільватерної хвилі, їхня енергія передається хвилі, а хвиля прискорює наступні самоінжектвані згустки. Це призводить до збільшення амплітуди поля прискорення до пролонгації процесу прискорення й, як наслідок, поліпшення ефективності процесу. Наступним питанням дослідження було вивчення процесу когерентного складання полів прискорення після лазерних імпульсів у ланцюжку. Спосіб (закон) складання полів прискорення після лазерних імпульсів в лінійному випадку є добре відомим: якщо лазерні імпульси однакові, то поля прискорення після них співвідносяться як $A_1:A_2:A_3 = 1:2:3$, де індекси i використовуються для позначення номеру лазерного імпульсу, A_i – амплітуда. В нелінійному випадку когерентне складання порушується, лазерні імпульси можуть потрапляти в фази прискорення кільватерної хвилі. На відміну від попередньої задачі, це негативний ефект – енергія хвилі втрачається. Один зі шляхів розв'язання цієї проблеми – так зване «підлаштування». Механізм «підлаштування» було досліджено авторами й представлено в результатах дослідження. Завдяки йому, вдалося частково відновити механізм когерентного складання в нелінійному випадку. Після останнього лазерного імпульсу послідовності, що потрапляв в фазу уповільнення кільватерної хвилі, спостерігалось збільшення амплітуди поля прискорення за використання «підлаштування». В ході дослідження питання, було виявлено ефект зростання амплітуди кільватерного поля після лазерних імпульсів. Було знайдено, що амплітуда поля прискорення може до 6 разів перевищувати значення амплітуди поля прискорення після першого лазерного імпульсу.

Вивчалось використання неоднорідної плазми задля підтримки процесу прискорення самоінжектованого згустку й підвищення градієнту прискорення. В дисертаційній роботі розглянуто спосіб збільшення густини електронів плазми, що призводить до динамічного зменшення розміру кільватерного пузиря, вздовж якого рухається згусток електронів.

Було вивчене питання знаходження параметрів задля забезпечення якомога меншого просторового та енергетичного розкиду самоінжекттованих згустків. Використано механізм профілювання, що дозволило отримати самоінжекттований згусток, просторовий розмір якого в кілька разів менше за розмір кільватерного пузиря. Було вивчено просторовий та енергетичний розкид згустків. Отримані значення є відносно малими й дозволяють використовувати згустки в подальших дослідженнях в разі експериментальної реалізації механізму.

Описані вище дослідження поєднані питанням збудження кільватерного поля рентгенівськими лазерними імпульсами за умови густини плазми, що дорівнює густині вільних електронів в металах. Це дослідження наразі розглядається в якості перспективного. Для реалізації подібного темпу прискорення, необхідні лазери з параметрами, досягнення яких можливе теоретично й наразі досліджується. Експерименти з кільватерного прискорення наразі вже відбуваються, їхній темп та масштаб зростає в таких проектах, як EuPRAXIA.

Водночас, потрібно зазначити, задачі, що вивчалися, припускають масштабування – це детальніше роз'яснюється в тексті розділів. Масштабування дозволяє адаптувати результати конкретних задач для інших параметрів системи, для іншої конкретної задачі без необхідності повторних розрахунків. Як добре відомо, зменшення фізичних розмірів прискорювачів разом зі збільшенням їх ефективності (темрів прискорення) є нагальною потребою. Більш того, відомі зараз діелектричні й металеві структури через фізичне явище електричного пробоя не дозволяють отримати градієнти прискорення понад 100 MeV на метр (в деяких окремих випадках до 40 GeV на метр за особливих умов, наприклад, в капілярі). Тож, кільватерне прискорення в плазмі дозволяє вирішити одразу два завдання й створити компактний й ефективний прискорювач нового типу для заряджених частинок.

Фокусування позитронних згустків є необхідним в будь-якому сучасному електрон-позитронному колайдері. В запропонованій роботі

вивчається плазмова лінза для фокусування згустків, що дозволяє однаково та однорідно фокусувати послідовності релятивістських позитронних згустків. Пропонується конфігурації плазмових лінз. Вони досліджуються шляхом числового моделювання. Всі випадки отримані для згустків з розподілом по Гауссу (в наближенні косинусу) відповідно до відстані між ними та відношення заряду. Довжини згустків було обрано такими, що дорівнюють $L_b = \lambda/2$. Було показано, що згустки фокусуються однаковими силами, а їхні центри фокусуються гірше, ніж фронти. Серед випадків розглядався випадок профільованої послідовності згустків, для якої струм перших 5-ти згустків дорівнює $2k - 1$, $k \leq N$, $N = 5$. Дослідження є новим та актуальним, адже фокусування позитронів є досить складною задачею, оскільки позитронний згусток притягує електрони плазми. Через це сила фокусування є неоднорідною. Для заданих параметрів системи в дослідженні представлено однорідне фокусування послідовності релятивістських згустків. Результати дослідження можуть отримати практичну реалізацію з відповідним фокусуванням.

В роботі було виконано дослідження амплітуди кільватерного поля та коефіцієнту трансформації за збудження кільватерних полів послідовністю згустків заряджених частинок в плазмі та діелектрику. В роботі досліджено збудження кільватерного поля послідовністю згустків заряджених частинок в діелектричному резонаторі. Виконано числове моделювання інжекції згустків заряджених частинок (електронів) до діелектричного резонатору (стрижень із діелектрика з металевим кожухом) й збудження кільватерного поля. Відомо, що максимальне значення коефіцієнту трансформації TR , що дорівнює, в спрощеному, лінійному випадку, відношенню максимального поля прискорення після згустку до максимального поля уповільнення в середині згустку, складає $TR = 2$ для одного згустку. В роботі було продемонстровано, що у випадку інжекції послідовності згустків з певними параметрами, зокрема, з довжиною, що дорівнює $0,5\lambda$ довжини кільватерної хвилі, можна отримати значення коефіцієнту $TR = 2N$, де N – це кількість згустків.

В роботі шляхом двовимірного числового моделювання вивчено еволюцію кільватерної сили фокусування, що діє на згустки електронів при розповсюдженні електронних згустків у плазмі в залежності від довжини згустку та відстані між згустками для різних профілів струму згустку.

В ході дослідження для послідовності довгих релятивістських електронних згустків було знайдено механізм, який призводить до резонансного збудження кільватерного поля навіть у випадках, коли частота інжекції згустків відрізняється від частоти плазми. В цьому випадку, частина згустків, що потрапляють в фази дефокусування, втрачаються. За рахунок цього процесу синхронізація відновлюється. Однак, водночас, дефокусовані згустки перестають брати участь у збудженні кільватерного поля. За допомогою відносно невеликого магнітного поля (може бути забезпечено постійними магнітами), можливо повернути згустки на вісь системи в потрібні фази, відновивши синхронізацію. Згустки, що повернулися, підтримують резонансне збудження кільватерного поля. Під час дослідження було виконано числове моделювання збудження нелінійної кільватерної хвилі в плазмі релятивістським електронним згустком з густиною заряду, що зростає за законом Гаусса, а потім зменшується (різко до 0).

Досліджено залежність коефіцієнту трансформації та максимального поля прискорення від довжини згустку при незмінному заряду згустку. Було знайдено, що довжина згустку $7\lambda/4$ в нелінійному випадку є оптимальною. За неї можна досягти коефіцієнту трансформації $TR \approx 6$ (за рахунок довжини згустку та нелінійності). Збільшення коефіцієнту трансформації призводить до поліпшення ефективності прискорення кільватерним полем.

Також вивчено залежність радіальної сили від довжини згустків та відстані між згустками. Розглядався випадок згустків з однорідним розподілом струму вздовж згустку, а також, згусток зі зростанням струму. Таким чином, результати дослідження можуть бути реалізовані практично для розв'язання труднощів, що виникають в лабораторних умовах та пов'язані з процесами, що описані у відповідних задачах. Представлені в дисертаційній роботі

результати в той чи інший спосіб дозволяють підвищити ефективність прискорювачів заряджених частинок: дозволяють зробити їх більш компактними й підвищити градієнти прискорення.

Ключові слова: числове моделювання, кільватерне поле, магнітне поле, електричне поле, плазма, плазмова лінза для фокусування згустків, стрижень із діелектрика, коефіцієнт трансформації, розподіл по Гауссу, згусток електронів, густина іонів, обчислення методом РІС, рівняння Максвелла, енергія частинок, лазер.

ABSTRACT

Bondar D. S. Study of excitation of fields in plasma and dielectric by powerful laser pulses and relativistic electron bunches for acceleration, focusing and heating of electrons and positrons. - Qualification scientific paper, Manuscript.

Thesis for scientific degree Doctor of Philosophy by specialty 105 – “Applied physics and nanomaterials” (Branch of knowledge 10 - Natural sciences). – V. N. Karazin Kharkiv National University. Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2024.

The dissertation is devoted to the theoretical (by numerical simulation) research of a number of problems related to the excitation of wakefield, to the investigation of processes of accelerating and focusing bunches of charged particles, the finding of a plasma lens for focusing relativistic bunches of positrons, the investigation of the effects of self-injection and plasma inhomogeneity. PIC calculation method was used which involves the solution of Maxwell equations. In the study, the energy of the particles of self-injected bunches was effectively characterized by longitudinal momentum. Self-injected bunches, due to the methods of their formation, can have a wide range of energies (necessary for the researcher). Namely, the paper deals with the study of excitation of wakefield in plasma, the density of which is equal to the electron density in metals ($n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) by an X-ray laser pulse (powerful electromagnetic wave); study of the formation, properties and role of electron soliton cavities in inertial fusion, as well as smoothing of transverse inhomogeneities at a critical point under the interaction of a laser pulse with an inhomogeneous plasma in inertial fusion; in addition, parameters were found for a plasma lens that would allow the sequences of relativistic positron bunches to focus uniformly. An important issue was the study of the amplitude of the wakefield and the transformer ratio for excitation of wakefield by the sequence of charged particle bunches (beams) in plasma and

dielectric. Excitation of the field in the plasma by a sequence of electron bunches in the non-resonant case was investigated. The process of combined laser-plasma acceleration is considered, thanks to which it is possible to ensure energy transfer between self-injected bunches and the wake wave. The method of restoring the phase synchronization of laser pulses and the wake wave is studied, as well as the influence of the external magnetic field on the electron bunches that excite the wakefield. The studies described above are connected by the question of excitation of the wake field by X-ray laser pulses under the condition of plasma density equal to the density of free electrons in metals. Together with the use of X-ray laser pulses, the use of plasma with such parameters allows the excitation of wakefields with an amplitude of several (in the study of about 2-4 and more) teravolts per meter. It was shown that under these conditions the wakefield process is accompanied by the formation of self-injected electron bunches in the region of significant negative space charge as well as regions with high ions density as well as formation of regions with increased ion density, which provides a significant acceleration field. As a result, self-injected bunches can be accelerated in a significant electric field. It was found that for different parameters of laser pulses, the amplitude of the longitudinal wakefield acceleration can reach a teravolt per meter. The self-injected bunches move along the wake bubble without breaking for 100 laser periods. In addition, the so-called combined laser-plasma acceleration mode is observed. This mode allows to save the energy of the laser pulse, which is destroyed during propagation in the plasma. The energy of the laser pulse is transmitted to the self-injected bunches when the bunches enter the acceleration phase, then, when the bunches are in the phases of deceleration of the wake wave, their energy is transmitted to the wave and the wave accelerates subsequent self-injected bunches. This increases the amplitude of the acceleration field and, as a consequence, improves the efficiency of the process. The next question of the study is the process of coherent addition of accelerating fields after laser pulses in the chain. The method of the acceleration fields addition after laser pulses in the linear case is well known: if the laser pulses are the same, the acceleration fields after them are correlated as $A_1:A_2:A_3 = 1:2:3$, where the

indices i are used to denote the laser pulse number, A_i – is the amplitude. In the nonlinear case, the coherent assembly is broken, the laser pulses can fall into the phase of acceleration of the wake wave. Unlike the previous problem, this is a negative effect – the energy of the wave is lost. One of the ways to solve this problem is the so-called “adjustment” (or “tuning”). The mechanism of “adjustment” was investigated by the authors and presented in the results of the study. Thanks to it, it was possible to partially restore the mechanism of coherent addition in the nonlinear case. After the last laser pulse of the sequence, which entered the phase of deceleration of the wake wave, there was an increase in the amplitude of the acceleration field using the "adjustment". During the study, the effect of increasing the amplitude of the wakefield after laser pulses was investigated. It was found that the amplitude of the accelerating field can be up to 6 times the value of the amplitude of the accelerating field after the first laser pulse.

The use of inhomogeneous plasma to support the acceleration process of the self-injected bunch and increase the accelerating gradient was studied. The author of dissertation considers a method of increasing the density of plasma electrons, which leads to a dynamic decrease in the size of the wakefield bubble along which the electron beam moves.

The issue of finding parameters to ensure the smallest possible spatial and energy scatter of self-injected bunches was studied. The profiling mechanism is used. The use of this mechanism allowed to obtain a self-injected bunch, the spatial size of which is several times smaller than the size of the wake bubble. The spatial and energetic scattering of bunches, emittance was studied. The obtained values are minimal and allow the use of bunches in further studies in the case of experimental implementation of the mechanism. The experiments on wakefield acceleration are already underway, increasing in rate and scale in projects such as EuPRAXIA.

The studies described above are combined by the question of excitation of the wake field by X-ray laser pulses in a plasma with a density equal to the density of free electrons in metals. This study, currently considered as promising. To realize

such a rate of acceleration, lasers with parameters that can be achieved theoretically and are currently being studied are needed.

In addition, the tasks studied involve scaling – this is explained in more detail in the text of the sections. As is well known, reducing the physical size of accelerators along with increasing their efficiency (acceleration rates) is an urgent need. Moreover, the now known dielectric and metal structures due to the physical phenomenon of electrical breakdown do not allow to obtain accelerating gradients larger than 100 MeV per meter (in some cases up to 40 GeV per meter under special conditions, such as in a capillary). Therefore, wake acceleration in plasma allows you to solve two tasks at once and create a compact and efficient new type accelerator for charged particles.

Positron bunches focusing is necessary in any modern electron-positron collider. In the current work, a plasma lens for focusing beams is studied, which allows to focus sequences of relativistic positron bunches uniformly. There are different configurations of plasma lenses. They are investigated by numerical simulation. All cases are obtained for Gaussian distribution (in the cosine approximation) bunches according to the distance between them and the charge ratio. The lengths of the bunches were chosen to be equal to $L_b = \lambda/2$. It has been shown that the beams focus with the same forces, and the centers of the beams focus worse than their fronts. Among the cases, we considered the case of a profiled sequence of bunches, for which the current of the first 5 bunches is equal to $2k - 1$, $k \leq N$, $N = 5$. The study is new and relevant, because the focusing of positrons is a rather difficult task, because the positron bunches attract plasma electrons. Because of this, the focusing force is inhomogeneous. For considered system parameters, the study presents a homogeneous focusing of a sequence of relativistic bunches. The results of the study can be put into practice with the appropriate result of focusing.

The study of the amplitude of the wakefield and the transformer ratio for the excitation of wakefield by the sequence of charged particles bunches in plasma and dielectric were performed. The excitation of the wakefield by a sequence of bunches of charged particles in a dielectric resonator is investigated in this work. Numerical

simulation of injection of bunches of charged particles (electrons) into a dielectric resonator (a dielectric rod with a metal casing) and excitation of a wakefield is performed. It is known that the maximum value of the transformer ratio TR , equal to (in the simplified case) the ratio of the maximum accelerating field after the bunch to the maximum decelerating field in the middle of the bunch is $TR = 2$ for one bunch. It was shown that in the case of injection of a sequence of bunches with certain parameters, in particular, with a length equal to 0.5λ of the wavelength, it is possible to obtain the value of the transformer ratio $TR = 2N$, where N is the number of bunches.

By using two-dimensional numerical simulation, the evolution of focusing force acting on electron bunches during their propagation in plasma has been investigated in dependence on the bunch length and distance between bunches for various current profiles of the bunch.

The mechanism for the sequence of long relativistic electron bunches, that leads to resonant excitation of the wakefield even in cases where the frequency of injection of bunches differs from the plasma frequency, has been studied.

In this case, some of the bunches that fall into the defocusing phases are lost. Due to this process, synchronization is restored. However, at the same time, defocused bunches participate in the excitation of the wakefield. With a relatively small magnetic field (can be provided with permanent magnets), it is possible to return the bunches to the axis of the system in the desired phases, restoring synchronization. The returned bunches support the resonant excitation of the wakefield.

During the study, a numerical simulation of the excitation of a nonlinear wake wave in plasma was performed by a relativistic electron bunch with a charge density that increases according to Gauss's law and then decreases to 0.

The dependence of the transformer ratio and the maximum accelerating field on the length of the bunch with a constant charge of the bunch is investigated. It was found that the length of the bunch $7\lambda/4$ in the nonlinear case is optimal. With it, the transformer ratio $TR \approx 6$ can be achieved (due to shaping of long bunch and

nonlinearity). Increasing the transformer ratio leads to an improvement in the excitation efficiency of the wakefield.

The dependence of the radial force on the length of the bunches and the distance between the bunches was also studied. The case of bunches with a uniform current distribution along the bunch was considered, as well as a bunches with an current increase. Thus, the results of the study can be implemented in practice by solving the difficulties that arise in the laboratory associated with the processes described in the problems. The results presented in the dissertation in one way or another increase the efficiency of charged particle accelerators: allow to make them more compact and increase the accelerating gradients.

Keywords: numerical simulation, wakefield, magnetic field, electric field, plasma, plasma lens for focusing beams, dielectric rod, transformer ratio, Gaussian distributions, electron beam, ions density, PIC calculation method, Maxwell equations, energy of the particles, laser.

**СПИСОК НАУКОВИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА СТУПЕНЯ
ДОКТОРА ФІЛОСОФІЇ, ЯКІ ВИСВІТЛЮЮТЬ НАУКОВІ
РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ**

Наукові праці в наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та/або Web of Science:

1. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Ovsianikov R.T. Plasma lens for electron and positron beams. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2021. Vol. 134, № 4. P. 70–73. DOI: 10.46813/2021-134-070. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL:https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2021_4/article_2021_4_70.pdf

(*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті*).

2. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Simulation of plasma wakefield focusing and self-focusing of a short sequence of electron bunches depending on the bunch length, shape and distance between bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2022. Vol. 142, № 6. P. 36–39. DOI: 10.46813/2022-142-036. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL:https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2022_6/article_2022_6_36.pdf

(*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті*).

3. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2023. Vol. 146, № 4. P. 67-70. DOI: 10.46813/2023-146-067. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2023_4/article_2023_4_67.pdf

(*Особистий внесок здобувача: формулювання задачі, виконання числового моделювання, участь в аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті*).

Наукові праці в наукових періодичних виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та/або Web of Science:

4. Maslov V., **Bondar D.**, Onishchenko I., Papkovich V. Transformer Ratio at Wakefield Excitation by Train of Electron Bunches with Linear Growth of Current in Dielectric Resonator Electron–Positron Collider. *J Phys Conf Ser.* 2020. Vol. 1596. P. 012056. DOI: 10.1088/1742-6596/1596/1/012056.

(**Scopus, Q4**)

URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1596/1/012056>

(*Особистий внесок здобувача: участь у отриманні, аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті*).

5. Maslov V. I., **Bondar D. S.**, Onishchenko I. N. Investigation of the Way of Phase Synchronization of a Self-Injected Bunch and an Accelerating Wakefield in Solid-State Plasma. *Photonics.* 2022. Vol. 9(3). P. 174. DOI: 10.3390/photonics9030174.

(**Scopus, Web of Science, Q2**)

URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/9/3/174>

(*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті*).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Identical Focusing of Train of Relativistic Positron Gaussian Bunches in Plasma. *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21): Abstract Booklet*, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021, P. 565–567.
2. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Wakefield Excitation by a Sequence of Laser Pulses in Plasma. *12th International Particle Accelerator Conference*

- (*IPAC'21*): Abstract Booklet, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021. P. 568–570.
3. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Wakefield Excitation in Plasma of Metallic Density by a Laser Pulse. *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21)*: Abstract Booklet, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021. P. 571–573.
 4. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Studying of Combined Mode of Wakefield Acceleration, High Accelerating Gradient Obtaining and also Plateau Formation on the Distribution of an Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Very Short Electron Bunch, Self-injected and Accelerated in a Metallic-Density Electron Plasma by Laser Pulse, Shaped on Radius, Length and Intensity. *3rd Townhall Meeting High Gradient Accelerator Plasma/Laser*. May 2021.
 5. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Transition of Laser-Driven Wakefield Acceleration to Self-Injected Electron-Driven Wakefield Acceleration in Plasma of Metallic Density, Plateau Formation on Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Laser Pulse, Shaped on Radius and Intensity. *47th Conference on Plasma Physics – Satellite Meeting*, Jun. 2021.
 6. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Optimal Wakefield Excitation in Plasma by Non-resonant Train of Relativistic Electron Bunches. *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 7. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Wakefield Excitation in a Metallic-Density Electron Plasma by X-ray Laser Pulses. *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 8. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Homogeneous and Identical Focusing of Train of Relativistic Positron Bunches in Plasma.

4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, 2019.

9. **Д. С. Бондар**, В. І. Маслов, І. М. Онищенко. Особливості когерентного складання кільватерних полів ланцюжка коротких лазерних імпульсів в плазмі високої густини. *XIX Конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики*. м. Харків, Україна, 2021. С. 61.
10. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Excitation of wakefield by a laser pulse in a metallic-density electron plasma. *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, Sep. 2018. P. 85.
11. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. N. Onishchenko. Investigation of ways to optimize bunches of charged particles that are formed during wakefield acceleration in high-density plasma. *Academic and Scientific Challenges of Diverse Fields of Knowledge in the 21st Century. CLIL in Action*. Kharkiv, Ukraine, 2021. P. 327-336.
12. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, D. Batani, R. T. Ovsiannikov. Laser Pulse Scattering in Transverse Direction near Critical Point in Inhomogeneous Plasma of Target in Inertial Fusion. *17th Direct Drive and Fast Ignition Workshop*. Geneva, Switzerland, May 2021. P. 571–573.
13. **D.S. Bondar**, V.I. Maslov, I.N. Onishchenko. A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma. *XVI International Workshop “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”*. Kharkiv, Ukraine, 2023. P. 8.

ЗМІСТ

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| АНОТАЦІЯ..... | 2 |
| ABSTRACT..... | 9 |
| СПИСОК НАУКОВИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА СТУПЕНЯ ДОКТОРА ФІЛОСОФІЇ, ЯКІ ВИСВІТЛЮЮТЬ НАУКОВІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ | 15 |
| ЗМІСТ | 19 |
| ВСТУП | 23 |
| РОЗДІЛ 1. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ТА ДИЕЛЕКТРИКУ ПОТУЖНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ТА РЕЛЯТИВІСТСЬКИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ ЗАДЛЯ ПРИСКОРЕННЯ, ФОКУСУВАННЯ ТА НАГРІВУ ЕЛЕКТРОНІВ І ПОЗИТРОНІВ – ОГЛЯД ТЕНДЕНЦІЙ, ДОСЯГНЕНЬ, ПЕРСПЕКТИВ | 34 |
| Висновки до розділу 1. | 54 |
| РОЗДІЛ 2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ПОТУЖНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ. ВИВЧЕННЯ ДИНАМІКИ САМОІНЖЕКТОВАНИХ ЗГУСТКІВ ЕЛЕКТРОНІВ | 56 |
| 2.1. Огляд системи моделювання. Загальна постановка задачі..... | 56 |
| 2.2. Дослідження амплітуди кільватерного поля прискорення в нелінійному випадку. | 58 |
| 2.3. Ефекти від профілювання короткої послідовності лазерних імпульсів... .. | 62 |
| 2.4. Динаміка самоінжекттованих електронних згустків при їх прискоренні лазерним імпульсом у плазмі. Комбінований режим лазеро-плазмового прискорення. | 68 |
| 2.4.1. Опис проблеми дослідження. | 68 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| | 20 |
| 2.4.2. Динаміка самоінжекттованих електронних згустків. Комбіноване лазеро-плазмове прискорення..... | 70 |
| Висновки до розділу 2. | 76 |
| РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ОДНОРІДНІЙ ТА НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ ЗГУСТКАМИ ТА ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ | 78 |
| 3.1. Використання неоднорідності плазми задля поліпшення ефективності прискорення згустків. | 78 |
| 3.2. Дослідження питання утримання самоінжекттованих згустків у фазі прискорення кільватерної хвилі за використання напівкосинусних лазерних імпульсів-драйверів..... | 85 |
| 3.3. Дослідження утворення каверн в критичній точці та придушення поперечної неоднорідності за процесу інерційного термоядерного синтезу. | 90 |
| 3.3.1. Постанова задачі та загальний опис фізичного процесу. | 91 |
| 3.3.2. Система моделювання. | 93 |
| 3.3.3. Результати досліджень. | 94 |
| 3.4. Спосіб відновлення фазової синхронізації лазерних імпульсів шляхом варіації дистанції між ними..... | 102 |
| 3.4.1. Постанова задачі. | 102 |
| 3.4.2. Система моделювання. | 103 |
| 3.4.3. Результати моделювання..... | 103 |
| Висновки до розділу 3. | 109 |
| РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ФОКУСУВАННЯ ЗГУСТКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В ПЛАЗМІ (В ПЛАЗМОВИХ ЛІНЗАХ) ТА ОСОБЛИВОСТЕЙ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ В НЕРЕЗОНАНСНОМУ ВИПАДКУ..... | 112 |

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| | 21 |
| 4.1. Однакове фокусування ланцюга релятивістських позитронних згустків у плазмі..... | 112 |
| 4.1.1. Постанова задачі й схема моделювання. | 112 |
| 4.1.2. Результати моделювання..... | 113 |
| 4.2. Деякі особливості фокусування електронних та позитронних згустків в плазмі..... | 121 |
| 4.2.1. Постанова задачі та загальний опис фізичного процесу. | 121 |
| 4.2.2. Результати моделювання..... | 122 |
| 4.3. Збудження кільватерного поля в плазмі в нерезонансному випадку послідовністю релятивістських електронних згустків за суттєвого відхилення частоти інжекції згустків від резонансної. | 127 |
| 4.3.1. Постанова задачі й схема моделювання. | 127 |
| 4.3.2. Результати моделювання..... | 128 |
| 4.4. Фокусування електронних згустків при збудженні кільватерного поля в плазмі в залежності від довжини згустків та відстані між ними. | 132 |
| 4.4.1. Постанова задачі й схема моделювання. | 133 |
| 4.4.2. Результати моделювання. Дослідження сили фокусування у випадку згустків з однорідним розподілом струму..... | 134 |
| 4.4.3. Дослідження сили фокусування у випадку згустків з неоднорідним розподілом струму. | 137 |
| 4.4.4. Дослідження розподілу сили фокусування в залежності від довжини згустків. | 138 |
| 4.4.5. Дослідження сили фокусування в залежності від відстані між згустками..... | 140 |
| Висновки до розділу 4. | 141 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛІВ ЗА ЇХНЬОГО ЗБУДЖЕННЯ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ТА НЕЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ Й ДІЕЛЕКТРИКУ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ..... | 144 |
| 5.1. Використання зовнішнього магнітного поля задля збільшення амплітуди кільватерного поля, збуджуваного релятивістськими електронними згустками. | 144 |
| 5.1.1. Постанова задачі й схема моделювання. | 144 |
| 5.1.2. Результати моделювання..... | 146 |
| 5.2. Коефіцієнт трансформації при збудженні кільватерного в діелектричному резонаторі електрон-позитронного колайдери ланцюгом електронних згустків з лінійним зростанням струму. | 153 |
| 5.3. Дослідження коефіцієнту трансформації за збудження кільватерного поля в нелінійному режимі в плазмі електронним згустком..... | 158 |
| 5.3.1. Постанова задачі й схема моделювання. | 158 |
| 5.3.2. Результати моделювання..... | 159 |
| Висновки до розділу 5. | 164 |
| ВИСНОВКИ..... | 165 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ..... | 172 |
| ДОДАТОК А. СПИСОК НАУКОВИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА СТУПЕНЯ ДОКТОРА ФІЛОСОФІЇ, ЯКІ ВИСВІТЛЮЮТЬ НАУКОВІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ..... | 190 |

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. В дисертаційній роботі представлені результати дослідження з питань збудження кільватерних полів лазерними імпульсами та згустками електронів в плазмі та діелектрику. Дослідження в роботі зосереджено навколо намагання спростити реальні експерименти, як сучасні, так й майбутні, особливо, коли дослідники мають справу з нелінійними збуреннями. Нелінійні ефекти важко прогнозувати й досліджувати, особливо, теоретично. Спрощення формул шляхом відкидання членів рівнянь, малих порівняно з іншими, що за таких умов необхідні, суттєво впливають на точність розрахунків й обмежують експериментаторів. В лабораторних умовах плазма часто є нестационарною, а збудження лазерними імпульсами й згустками кільватерних полів в плазмі у багатьох випадків є нелінійним процесом. В той самий час, за допомогою числового моделювання можна відтворити експеримент, або його частину, навіть тоді, коли докладної (або взагалі – майже ніякої) теорії з питання немає. Використовуючи лише комп'ютерне обладнання можна поточнити найдетальніші моменти майбутнього лабораторного експерименту й, зробивши відповідні припущення, отримати бажаний експериментальний результат швидше та з використанням меншої кількості ресурсів.

Наразі – у часи, що передують повноцінному запуску проекту EuPRAXIA, розвитку проекту з реалізації термоядерного синтезу ITER, числове моделювання є надзвичайно актуальним методом наукового дослідження, й результати числового аналізу з того чи іншого питання є частиною програми будь-якої міжнародної фізичної конференції. Зокрема, в роботі виконується числове моделювання збудження кільватерного поля лазерними імпульсами у випадку, коли амплітуда поля лазерів, що збуджують кільватерне поле досягає десятків теравольт на метр. Нелінійний режим сприяє збільшенню амплітуди поля прискорення, але суттєво ускладнює експеримент. Питання фокусування згустків позитронів було досліджене в

лінійному випадку. Фокусування позитронів через їхній заряд й у лінійному випадку є складним. Плазмові лінзи, для яких було знайдено параметри в дослідженні, забезпечують однорідне фокусування послідовності згустків. Також, було досліджено спосіб відновлення резонансу послідовності згустків й отримання найбільшого (за оптимальних умов) коефіцієнту трансформації (відношення максимального поля прискорення після згустку до максимального поля уповільнення в середині згустку). В роботі за допомогою двовимірного числового моделювання досліджено силу фокусування, що діє на згустки електронів при розповсюдженні електронних згустків у плазмі в залежності від довжини згустку та відстані між згустками для різних профілів струму згустку. В роботі також розглядався комбінований режим лазеро-плазмового прискорення. Вивчалися способи підвищення ефективності кільватерного прискорення за використання неоднорідної плазми. Досліджувалося профілювання лазерних імпульсів та його вплив на самоінжектвані згустки. Кільватерні методи є перспективними, потребують детального аналізу й подальшого дослідження, особливо, засобами числового моделювання.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дослідження, в рамках дисертації, були виконані під час навчання автора в аспірантурі Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (ННІ «Фізико-технічний факультет») та роботи в ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» за підтримки цих закладів. Дослідження також виконувалася за фінансової підтримки за рахунок державного бюджету, у співробітництві з Європейським консорціумом з розвитку термоядерної енергії EUROfusion. Зокрема:

- конкурс Національного фонду досліджень України «Підтримка досліджень провідних та молодих учених», проект № 2020.02/0299 «Транспортування електронних/позитронних згустків при високоградієнтному прискоренні електромагнітними полями, що

збуджуються у діелектричних структурах або плазмі інтенсивними електронними згустками та потужним лазерним імпульсом».

- Проект в рамках Eurofusion «Study of Direct Drive and Shock Ignition for IFE: Theory, Simulations, Experiments, Diagnostics development» («Вивчення прямого опромінення та ударного запалювання для IFE: теорія, моделювання, експерименти, розробка діагностики») (№ CfP-ADMIN-AWP19-ENR-01, 2019-2021 pp.);
- проект в рамках Eurofusion «Advancing shock ignition for direct-drive inertial fusion» («Посилення ударного запалювання для інерційного синтезу з прямим опроміненням») (№ CfP-FSD-AWP21-ENR-01-CEA-02, 2021-2023 pp.).
- реалізація досліджень дисертаційної роботи у відповідності до тематики досліджень Інституту плазмової електроніки та нових методів прискорення ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».

Рівень участі автора дисертації в роботах – виконавець.

Мета й задачі дослідження. Автор дисертації мав на меті в ході дослідження досягнути розв’язання наступних задач:

- виконати числове моделювання збудження рентгенівським лазерним імпульсом кільватерного поля в плазмі;
- пошук параметрів для лазерних імпульсів, що дозволили б забезпечити найменший просторовий та енергетичний розкид самоінжекттованих згустків, що утворюються за збудження кільватерного поля в плазмі лазерним імпульсом;
- проаналізувати отримані результати та визначити максимальне значення амплітуди кільватерного поля прискорення;
- виконати дослідження впливу ефекту від профілювання лазерних імпульсів на самоінжекттовані згустки за процесу кільватерного прискорення;
- проаналізувати динаміку самоінжекттованих згустків, їхній просторовий розкид, функцію розподілу по імпульсах;

- вивчити питання формування солітонних каверн та їхню динаміку за збудження кільватерного поля в неоднорідній плазмі (інерційний синтез);
- дослідити питання згладжування поперечної неоднорідності при взаємодії лазерного імпульсу з неоднорідною плазмою;
- дослідити питання когерентного складання поздовжніх кільватерних полів прискорення для ланцюжку лазерних імпульсів в нелінійному випадку. Запропонувати спосіб відновлення когерентного складання у випадку відхилення позиції лазерного імпульсу від «резонансної»;
- вивчення залежності коефіцієнту трансформації від довжини електронного згустку. Пошук оптимальної довжини згустку для заданих параметрів;
- вивчення способу відновлення резонансу за допомогою впливу зовнішнього магнітного поля за збудження кільватерного поля послідовністю релятивістських електронних згустків;
- дослідження коефіцієнту трансформації під час збудження кільватерного поля в діелектричному резонаторі послідовністю згустків заряджених частинок;
- виконати дослідження збудження кільватерного поля в поздовжньо неоднорідній плазмі.

Для досягнення мети дисертаційного дослідження необхідно було виконати наступні дослідження:

- розробити задачі для подальшого числового моделювання збудження кільватерних полів в плазмі лазерними імпульсами;
- виконати пробні моделювання, віднайти оптимальні параметри, за яких можливо досягти цілей дослідження;
- виконати обробку й аналіз результатів числового моделювання, побудувати графіки, зробити необхідні висновки, припущення;
- визначити, за яких умов досягається максимальна амплітуда збудженого поздовжнього кільватерного поля прискорення;

- виконати числове моделювання збудження кільватерного поля послідовностями релятивістських електронних, позитронних згустків, відповідно до встановлених задач;
- дослідити збудження кільватерного поля послідовністю згустків заряджених частинок в діелектрику;
- за допомогою числового моделювання вивчити вплив зовнішнього магнітного поля на зміну амплітуди кільватерного поля за збудження кільватерного поля послідовністю релятивістських згустків електронів;
- дослідити вплив на коефіцієнт трансформації різних факторів, вивчити шляхи його збільшення;
- вивчити (виконати аналіз) динаміку амплітуди поля прискорення та динаміки самоінжектованих згустків;
- розглянути спосіб утримання самоінжектованого згустку в області фази прискорення кільватерного поля в неоднорідній плазмі;
- дослідити спосіб відновлення когерентного складання полів прискорення для послідовності лазерних імпульсів.

Об'єкт дослідження. Об'єктом дослідження є кільватерні поля, що збуджуються лазерними імпульсами та згустками заряджених частинок, плазмові структури, що утворюються під час кільватерного процесу й, безпосередньо, самоінжектовані згустки. Досліджуються параметри згустків. Об'єктом дослідження також, певною мірою, можна назвати лазерні імпульси – їхні параметри вивчаються з точки зору отримання найліпших конфігурацій кільватерного поля й самоінжектованих згустків.

Предмет дослідження. Предметом дослідження є фізичні процеси, що є причиною й супроводжують процес збудження кільватерних полів в плазмі. Предметом дослідження можна вважати динаміку самоінжектованих згустків та кільватерних пазирів. Також, предметом дослідження є механізми формування самоінжектованих згустків, принципи взаємодії полів та самоінжектованих згустків; механізми впливу зовнішнього магнітного поля на відновлення резонансу за збудження кільватерного поля послідовністю

згустків заряджених частинок, механізми збудження кільватерних полів в діелектричному резонаторі, механізми кільватерного фокусування згустків позитронів.

Методи дослідження. Для розв'язання завдань дисертаційної роботи використовувалися методи числового моделювання (РІС моделювання – метод частинок в комірках). Числове моделювання є наближенням до експерименту, що дозволяє детально вивчити (сильно) нелінійні процеси, опис яких занадто складний суто аналітично.

Наукова новизна роботи. Новизна роботи полягає в тому, що в ній було:

- Вперше виконано комплексне дослідження зміни параметрів самоінжектованих згустків за зміни параметрів лазерних імпульсів у випадку збудження кільватерного поля рентгенівськими лазерними імпульсами в плазмі металеві густини.
- Запропоновано та використано механізм «підлаштування» для відновлення в нелінійному випадку процесу когерентного складання полів прискорення після лазерних імпульсів за збудження кільватерного поля ланцюжком рентгенівських лазерних імпульсів в плазмі, густина якої дорівнює густині вільних електронів в металах.
- Вперше у випадку плазми твердотільної густини продемонстровано спосіб утримання самоінжектованого згустку в фазі прискорення кільватерної хвилі за допомогою використання поздовжньої зростаючої неоднорідності плазми.
- Вперше досліджено використання профільованого лазерного імпульсу в поздовжньо неоднорідній твердотільній плазмі зі зростаючим профілем плазми задля збільшення поздовжнього імпульсу самоінжектованих згустків.
- Вперше в нелінійному режимі в неоднорідній плазмі твердотільної густини було продемонстровано переваги збудження кільватерного поля

напівкосинусним лазерним імпульсом й досліджено динаміку самоінжектованих згустків.

- Знайдено нові параметри для плазмової кільватерної лінзи, що дозволяє здійснити однорідне фокусування послідовності релятивістських позитронних згустків.
- Вперше для заданих параметрів системи для задачі дотичної інерційному синтезу при взаємодії лазерного імпульсу з неоднорідною плазмою твердотільної густини було продемонстровано формування солітонних каверн в критичній точці, де $\omega_{pe} = \omega_l$ частота плазми дорівнює частоті лазера, які «утримують» електричне поле та можуть його транспортувати.
- Вперше для заданих параметрів системи за допомогою числового моделювання було показано згладжування поперечної неоднорідності в критичній точці, де $\omega_{pe} = \omega_l$ частота плазми дорівнює частоті лазера.
- Для плазми твердотільної густини було комплексно досліджено механізм комбінованого лазеро-плазмового прискорення, який дозволив за рахунок одночасного збудження поля лазерними імпульсами та самоінжектованими згустками, збільшити амплітуду кільватерного поля прискорення.
- Знайдено оптимальну довжину електронного згустку, за якої спостерігається найбільше значення коефіцієнту трансформації за збудження кільватерного поля згустком електронів.
- За допомогою числового моделювання для конкретних параметрів було досліджено та підтверджено формулу для коефіцієнту трансформації в діелектричному резонаторі.
- Знайдено оптимальне значення зовнішнього магнітного поля, за якого дефокусовані згустки під час збудження кільватерного поля послідовністю релятивістських електронних згустків повертаються на вісь системи й продовжують брати участь в збудженні кільватерного поля, наслідком чого є збільшення амплітуди.

- Вперше для заданих параметрів системи було виконано дослідження збудження кільватерного поля в сильно нерезонансному режимі, показано відновлення резонансу зі ступінчастим збільшенням радіальної сили й кільватерного поля прискорення.
- Досліджена еволюція кільватерної сили фокусування в залежності від відстані між згустками послідовності та довжини релятивістських електронних згустків.

Практичне значення отриманих результатів. Отримані в ході дисертаційного дослідження результати можуть бути використані як у подальших дослідженнях за допомогою числового моделювання, так й під час лабораторних дослідів. Результати досліджень дозволяють спростити лабораторні експерименти через те, що використовуючи числове моделювання, можна заздалегідь прорахувати параметри, за яких можливо отримання оптимальних, кращих результатів. Більш того, замість проведення повторних числових експериментів задля виправлення недоліків в ході лабораторних дослідів, можна використовувати дані числового моделювання. Числове моделювання дозволяє виконувати досліди з поглядом на майбутнє. Саме такими є досліди, зокрема, зі збудження кільватерного поля в плазмі лазерними імпульсами. Питання відновлення резонансу можуть використовуватися повсякчас в будь-яких устаткуваннях. Важливими й нагальними є питання збудження кільватерного поля в діелектричному резонаторі. Результати, отримані в дисертаційній роботі, можуть бути використані в українських та європейських дослідженнях, зокрема, в ННЦ «ХФТІ», в ході функціонування європейських проектів EuPRAXIA, ALEGRO, в ході яких планується реалізувати й реалізується чимало експериментів з кільватерного прискорення. Також, практичне застосування дисертаційні результати можуть мати в лабораторіях з кільватерного прискорення. Зокрема, у Argonne National Laboratory та BELLA Center (США), Spanish Center for Pulsed Lasers (Іспанія), лабораторіях CERN (Швейцарія), Laboratori Nazionali di Frascati (Італія), DESY (Німеччина). Окрім того, результати можуть бути

використані в будь яких лабораторіях, системах, устаткуваннях з метою покращення якості згустків заряджених частинок, зокрема, фокусування. Отже, дослідження є такими, що мають перспективи практичної реалізації.

Особистий внесок здобувача. Автор дисертаційної роботи (аспірант, здобувач III рівня вищої освіти) брав участь в формулюванні задачі, виконання числового моделювання, участь в аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті для публікацій [1]–[4], брав участь у отриманні, аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті [5].

Апробація результатів дисертації. Матеріали дисертаційної роботи доповідалися й обговорювалися на наступних конференціях, школах, семінарах:

1. **D. Bondar**, V. Maslov, and I. Onishchenko, “Identical Focusing of Train of Relativistic Positron Gaussian Bunches in Plasma,” in *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC’21): Abstract Booklet*. Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, May 2021, pp. 565–567.
2. **D. Bondar**, V. Maslov, and I. Onishchenko, “Wakefield Excitation by a Sequence of Laser Pulses in Plasma,” in *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC’21): Abstract Booklet*. Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, May 2021, pp. 568–570.
3. **D. Bondar**, V. Maslov, and I. Onishchenko, “Wakefield Excitation in Plasma of Metallic Density by a Laser Pulse,” in *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC’21): Abstract Booklet*. Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, May 2021, pp. 571–573.
4. **D. Bondar**, V. Maslov, and I. Onishchenko, “Studying of Combined Mode of Wakefield Acceleration, High Accelerating Gradient Obtaining and also Plateau Formation on the Distribution of an Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Very Short Electron Bunch, Self-injected and Accelerated in a Metallic-Density Electron Plasma by Laser Pulse, Shaped on

- Radius, Length and Intensity,” in *3rd Townhall Meeting High Gradient Accelerator Plasma/Laser*, May 2021.
5. **D. Bondar**, V. Maslov, and I. Onishchenko, “Transition of Laser-Driven Wakefield Acceleration to Self-Injected Electron-Driven Wakefield Acceleration in Plasma of Metallic Density, Plateau Formation on Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Laser Pulse, Shaped on Radius and Intensity,” in *47th Conference on Plasma Physics – Satellite Meeting*, Jun. 2021.
 6. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, I. P. Levchuk, and I. N. Onishchenko, “Optimal Wakefield Excitation in Plasma by Non-resonant Train of Relativistic Electron Bunches,” in *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*, La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 7. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, and I. N. Onishchenko, “Wakefield Excitation in a Metallic-Density Electron Plasma by X-ray Laser Pulses,” in *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*, La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 8. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, and I. N. Onishchenko, “Wakefield Excitation in a Metallic-Density Electron Plasma by X-ray Laser Pulses,” in *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*, La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, 2019.
 9. **Д. С. Бондар**, В. І. Маслов, та І. М. Онищенко, “Особливості когерентного складання кільватерних полів ланцюжка коротких лазерних імпульсів в плазмі високої густини,” у *XIX Конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики*, м. Харків, Україна, 2021, с. 61.
 10. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, and I. N. Onishchenko, “Excitation of wakefield by a laser pulse in a metallic-density electron plasma,” in *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Kharkiv, Ukraine, Sep. 2018, p. 85.
 11. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, and I. N. Onishchenko, “Investigation of ways to optimize bunches of charged particles that are formed during wakefield

acceleration in high-density plasma,” in *Academic and Scientific Challenges of Diverse Fields of Knowledge in the 21st Century. CLIL in Action*, Kharkiv, Ukraine, 2021, pp. 327-336.

12. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, D. Batani, and R. T. Ovsianikov, “Laser Pulse Scattering in Transverse Direction near Critical Point in Inhomogeneous Plasma of Target in Inertial Fusion,” in *17th Direct Drive and Fast Ignition Workshop*, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing, May 2021, pp. 571–573.

13. **D.S. Bondar**, V.I. Maslov, and I.N. Onishchenko, “A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma,” in *XVI International Workshop “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration”*, Kharkiv, Ukraine, 2023, p. 8.

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 5 наукових робіт у виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та/або Web of Science. 13 робіт опубліковано в збірниках наукових праць, в матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях, 11 з яких доповідались особисто.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, п’яти розділів, висновків, списку використаних джерел, додатку. Загальний обсяг дисертації складає 193 сторінки, з яких основний текст – 148 сторінок, робота містить 107 рисунків. Список використаних літературних джерел містить 153 найменування.

РОЗДІЛ 1. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ТА ДІЕЛЕКТРИКУ ПОТУЖНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ТА РЕЛЯТИВІСТСЬКИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ ЗАДЛЯ ПРИСКОРЕННЯ, ФОКУСУВАННЯ ТА НАГРІВУ ЕЛЕКТРОНІВ І ПОЗИТРОНІВ – ОГЛЯД ТЕНДЕНЦІЙ, ДОСЯГНЕНЬ, ПЕРСПЕКТИВ

Запропонована робота поєднує результати досліджень, що виконані з метою та за ідеями підвищення ефективності прискорення заряджених частинок плазмі. Одна з задач пропонує спосіб складання кільватерних полів з подоланням певних обмежень в діелектрику також з метою підвищення ефективності прискорення. Кільватерне прискорення лазерним імпульсом – відносно новий метод, що відомий науковому суспільству з другої половини ХХ ст. Наприклад, у 1979-му році проф. Таджима, ідеями якого було інспіровано ряд досліджень, що представлені в розглянутій дисертаційній роботі, опублікував працю [6], в якій одним з перших визначив, що за допомогою дії нелінійної пондеромоторної сили через інжекцію лазера в плазму, є можливим збудження плазмових осциляцій та утворення плазмових регіонів з підвищеною та низькою густиною електронів. Було з'ясовано максимальну ефективність збудження кільватерного поля у випадку, якщо довжина електромагнітного хвильового пакету, дорівнюватиме половині довжини плазмової хвилі. Вказувалося, що захоплені в такому середовищі електрони можуть бути прискорені до високих енергій. Також зазначалося, що потужності лазерів, які існували в той час, було б достатньо задля отримання градієнтів прискорення близько гігавольт на метр. Робота мала теоретичний характер, дослідження виконувалася частково за допомогою числового моделювання. Перспективний новий спосіб прискорення отримав продовження та подальший розвиток. Серед основних причин – те, що фізичні дослідження, промисловість, медицина потребують нових, більш компактних прискорювачів [7] (що в перспективі може бути досягнуто завдяки кільватерному прискоренню), а, також, відсутність в плазмі, через явище пробою за градієнтів понад 100 МВ/м (може досягати одиниць чи десятків

ГВ/м в окремих випадках) явищ пробою, як в металевих та діелектричних структурах [8].

Подальший розвиток технологій дозволив розширити уявлення про технологію збудження кільватерних полів та прискорення в такому середовищі. Було запропоновано [9] метод збудження кільватерного поля лазерним імпульсом в плазмі металевої густини, тобто такої густини, що дорівнює густині вільних електронів в металах. Інжектуючи лазер в електронну плазму кристалу можливо досягти кільватерного прискорення. Когерентний лазерний імпульс стискається до жорсткого рентгену (10 кеВ) потужністю до 10 Екзаватт. Наразі кристали, зокрема, з метаматеріалів, широко досліджуються [10]. Таким чином, для ефективного збудження кільватерного поля потрібно задовольняти трьом чинникам:

- Коротка (фемтосекунди) тривалість лазеру;
- Рентгенівський режим;
- Велика густина плазми.

В роботі [11] автор зазначає, що еволюція лазеро-плазмових методів прискорення була дуже швидкою. За короткий час вдалося отримати прискорені високоенергетичні згустки електронів з відносно малим емітансом. Також автор зазначає, що числове моделювання потрібне заради перевірки нових концепцій та гіпотез перспективних лазеро-плазмових методів. Вказується на широке використання двомірного PIC моделювання, методу, який добре виявив себе у вивченні плазмових явищ.

Навіть в наш час кільватерне прискорення лазером в плазмі металевої густини є перспективним методом, через те, що лазерні технології лише починають задовольняти потрібним вимогам. Зокрема, в дослідженні [12] розглядаються оптимізовані джерела в області генерації імпульсів. Ці джерела мають значний вплив у різних наукових і технологічних областях, створюючи нові та перспективні застосування в імпульсному режимі від кількох до одного циклу. У іншому дослідженні [13] розглядається кільватерне поле, збуджене ультракоротким лазерним імпульсом, що його сформовано за рахунок

одноциклової оптичної техніки лазерної компресії. Виконується числове моделювання методом РС. Було вказано, що максимальний градієнт прискорення може сягати кількох ТВ/м. Спостерігається випромінювання високоенергетичних фотонів. В роботі [14] автори зазначають, що, незважаючи на те, що за допомогою компактних лазеро-плазмових прискорювачів можливо створювати згустки електронів високої енергії з малим емітансом, значним піковим струмом, проте, розкид енергії є великим. Компенсація енергетичного розкиду пропонується за допомогою ондулятора на вільних електронах. Вказується, що використання подібного ондулятора дозволяє за певних умов, пов'язаних з дисперсією згустка, суттєво зменшити енергетичний розкид енергії електронів. Аналіз виконувався за допомогою числового моделювання для ультрафіолетових та м'яких рентгенівських лазерів на вільних електронах. Відбуваються активні дослідження лазеро-оптичних систем з метою досягнення більшої стабільності та кращого фокусування.

В статтях [15], [16], присвячених питанню кільватерного прискорення, автори однозначно підкреслюють актуальність та перспективність методів лазерного та плазмового кільватерного прискорення. Пропонується чимало нових методик досліджень, зокрема, поєднання теоретичних та виробничих способів. Зазначається, що розробка нових методів прискорення – необхідність в ХХІ сторіччі задля розуміння фундаментальних проблем природи.

В питанні вивчення динаміки лазеро-плазмового прискорення, особливо, в плазмі твердотільної густини, суттєву роль грають питання дослідження самоінжекттованих згустків. Дослідження [17] заглиблюється в динаміку відриву електронів від кільватерної бульбашки за процесу збудження кільватерного поля в плазмі. Ці електрони відіграють певну роль у діагностиці еволюції сліду та можуть створювати високочастотне випромінювання. Дослідження показує, що деякі з цих електронів можуть досягати рівня енергії в діапазоні МеВ. Показано, що коли інтенсивність

імпульсу драйвера збільшується або розмір фокусної плями зменшується, значна кількість електронів, спочатку виштовхнутих лазерним імпульсом, може від'єднатися від бульбашкової структури в її хвості, середній або передній частині та утворити певний клас хвиль локально з високою густиною. В роботі [18] автори вивчають явище самоінжекції у кільватерному процесі у новій запропонованій схемі, що заснована на взаємодії лазерного імпульсу та електронного згустка. Автори досліджують деформацію кільватерного пузиря, що призводить до формування самоінжекттованих згустків за меншої потужності лазерів та густини плазми. Спостерігаються дуже короткі (близько 25 фс) згустки електронів з енергією електронів близькою до 1 GeV. У роботі авторами розроблено розрахунковий метод визначення енергії згустку на основі двопараметричної підгонки за напівемпіричної моделі.

Автори [19] досліджують збудження кільватерного поля за допомогою інтенсивних лазерних імпульсів. Досліджуються рентгенівські лазерні імпульси. Концепція запропонованої дисертаційної роботи передбачає використання саме рентгенівських лазерів, що дозволяють ефективно кільватерне прискорення в плазмі твердотільної густини.

Отримання самоінжекттованих згустків з необхідними параметрами – непроста та важлива задача з точки зору їхнього подальшого використання. Надзвичайно корисно мати можливість отримати самоінжекцію за менших енергій електронів. В дослідженні окремими авторами пропонується в режимі коротких згустків використовувати варіацію плазмової густини. Зазначається, що, змінюючи профіль плазми, можливо керувати зарядом згустку, його довжиною та ін. Автори у роботі [20] також зазначають важливість дослідження й покращення властивостей самоінжекції – властивості електронних згустків та стабільність прискорювача суттєвим чином визначаються стадією інжекції електронів до прискорювача. Самоінжекція, за думкою авторів – це найпростіший механізм інжекції. Проте, в реальних, лабораторних експериментах, відсутня стабільність та утримування однакових параметрів самоінжекттованих згустків від пострілу до пострілу.

Автори досліджують поперечну та поздовжню самоінжекцію. Дослідження виконується за допомогою числового моделювання та експериментально, автори показали, що поздовжня інжекція призводить до більш стабільного прискорення та формування більш якісних електронних згустків. Автори роботи [21] досліджували багатоступеневу інжекцію, що спостерігалася за процесу лазеро-плазмового прискорення в нелінійному режимі. За результатами повністю релятивістського PIC моделювання спостерігалася захоплення та прискорення трьох згустків-вітнесів електронів кільватерними бульбашковими (wake bubble-like) структурами. Автори дослідження [22] зазначають, що управління параметрами згустку прискорених електронів є предметом активних досліджень. Одною з основних проблем є прискорення лише тих електронів, що потрібно прискорити, без фонових. Автори демонструють, що, навіть, невеликого збурення густини у фоновій плазмі достатньо задля утворення неконтрольованої інжекції електронів. Інкєкція з ліпшими характеристиками спостерігалася в спеціальній газовій комірці. Результати автори підтверджують як аналітично, так й результатами моделювання.

Таким чином, чимало авторів різноманітних досліджень, наголошують на тому, що контроль та продумана варіація параметрів системи під час лазерного кільватерного процесу є вкрай важливими через певну нестабільність та опосередкований контроль за характеристиками самоінжектованих згустків. Авторами досліджень активно вивчається режим прискорення за збудження кільватерної хвилі лазерним імпульсом. Зокрема, зазначається, що важливою властивістю цього режиму є отримання моноенергетичного високоякісного згустку. Дослідження [23] підкреслює можливість прискорення електронів у плазмі за допомогою багатокілоджоульних і багатопікосекундних лазерних імпульсів. Плазма служить джерелом для прискорених електронів, і дослідження пропонує різні методи інжектування значної кількості електронів в електромагнітні хвилі з релятивістською енергією.

Автори [24] досліджують збудження кільватерного поля рентгенівським лазерним імпульсом в плазмі твердотільної густини. Отримані значення поздовжніх полів прискорення досягають 2-х теравольт на метр, що значно більше, аніж у діелектричних та металевих структурах. Самоінжектовані згустки прискорюються в полях вказаної амплітуди, рухаючись вздовж кільватерного пузиря.

У роботі [25] розглядалися експерименти зі збудження кільватерного поля та прискорення за допомогою послідовностей з близько розташованих коротких лазерних імпульсів. Аналітично та за допомогою числового моделювання досліджувалася можливість збудження кільватерного поля послідовністю низькоенергетичних згустків замість одного високоенергетичного драйвера. Автори зазначають більш ефективне збудження кільватерного поля послідовністю згустків.

Автори [26] зазначають, що енергетична межа фізики елементарних частинок досягає трильйонів електрон-вольт. Саме тому, розробка нових методів прискорення, що можуть дозволити досягти подібних значень, є нагальною потребою. Автори пропонують використовувати кільватерні методи. В роботі представлені результати експерименту, що підтверджуються числовим моделюванням, згідно з якими, енергія (виграш енергії) близько 42 ГеВ досягається в кільватерному прискорювачі на довжині 85 см. У статті [27] розглядаються рівняння енергетичного балансу, пов'язані зі збудженням кільватерного поля. Дослідження припускає, що згусток електронів, який ефективно вилучає енергію з кільватерного поля, також можна ефективно прискорити шляхом прямої взаємодії з електромагнітним імпульсом. Дослідження містить уявлення про динаміку прискорення електронів і основні принципи генерації кільватерного поля.

Вище розглядалися способи впливу на кільватерні структури за допомогою варіації параметрів системи.

Автори [28] експериментально розглядають перехід від лазерного кільватерного прискорення до плазмового кільватерного прискорення.

Демонструється, що за таких умов можливо досягти енергій електронів за порядком величини до ГеВ. Напочатку в механізмі кільватерного прискорення найсуттєвішу роль грає кільватерний пузир (нелінійний режим лазерного прискорення). Це призводить до інжекції великої кількості електронів. Пройшовши певну відстань (відстань виснаження) лазерний імпульс поступова виснажується та врешті решт втрачає можливість підтримувати кільватерний пузир. Після цього, кільватерне поле та прискорення підтримується електронним згустком, що рухається в кільватерному пузирі.

Дослідження [29] присвячено взаємодії ультракоротких лазерних імпульсів із плазмою слабкої густини в релятивістському режимі. Було виявлено, що створений згусток електронів має масштаб за часом менше 50 фс.

Кільватерний метод досягає максимальної ефективності за умов найменшої концентрації електронів в кільватерному пузирі. Використовуються й досліджуються різні конфігурації плазми та особливості плазмових конфігурацій. Зокрема, наприклад [30] досліджуються не лише звичайні для кільватерної картини бетатронні коливання, але й поперечні коливання в плазмовому каналі. Автори за допомогою числового моделювання показали, що зі зменшенням густини іонів у каналі профіль задньої частини кільватерного пузиря є більш крутим, ніж в однорідній плазмі. Задня частинка кільватерного пузиря стискається, що сприяє підтримці самоінжектованого згустку. В роботах [31]–[35] досліджувалися питання кільватерного поля, прискорення в каналах. Досліджено питання створення та використання плазмових каналів для кільватерного прискорення. Пояснюються особливості та переваги створення та використання довгих плазмових каналів для здійснення кільватерного прискорення. Зокрема, вивчається спосіб досягнення малих значень емітансу, енергетичного розкиду, що сягає всього лише кількох відсотків. Було вивчено квазіфазове узгодження в гофрованих плазмових каналах. За допомогою узгодження пропонувалося подолати обмеження дефазування в лазерних кільватерних прискорювачах.

Автор [36] розглядає кільватерне прискорення з точки зору використання комбінованого методу лазеро-плазмового прискорення, в якому комбінування лазерних імпульсів та згустків заряджених частинок дозволяє забезпечити поля, що набагато перевищують поля в звичайних структурах. В [37] автори зазначають, що кільватерне прискорення знаходиться серед основних концепцій прискорювачів в проектах міжнародного рівня. Зазначається також, що за результатами досліджень та розрахунків дослідників, плазмова лінза з низькою густиною має суттєво більші градієнти фокусування, аніж магнітні лінзи. Досліджується концепція лазерного кільватерного прискорювача, що може забезпечити отримання високоякісних електронних згустків. Автори [38] вивчали кільватерні поля, створювані в плазмі інтенсивними лазерними імпульсами, що несуть кінцеву величину орбітального кутового моменту. Вони демонструють, що ці кільватерні поля мають нові форми, подібні до бублика, відмінні від тих, що зазвичай розглядаються в літературі, і можуть використовуватися для прискорення порожнистих електронних пучків. Також розглядалися кільватерні поля з більш загальною кутовою структурою. Аналітичні рішення підтверджені релятивістським моделюванням частинок у комірках за допомогою OSIRIS.

Автори [39], [40] зазначають, що кільватерне прискорення як метод, що сприяє створенню компактних високоградієнтних прискорювачів. Завдяки цьому існує широкий спектр можливостей практичного застосування кільватерних прискорювачів. Кільватерні прискорювачі можуть бути використані різних галузях, включаючи медицину (радіотерапія), хімію (надшвидкий радіоліз), матеріалознавство (неруйнівний контроль матеріалів за допомогою рентгенографії) і, звичайно, для фізики прискорювачів. Загалом, будь-які лабораторні й виробничі процеси, що потребують компактних прискорювачів.

В [41], [42] авторами вивчалися сучасні методи діагностики плазми в лабораторіях. Зокрема, пропонувалося використовувати спектроскопію, запропоновано метод дослідження електронної температури та густини

створеної лазером плазми одночасно, використовуючи різницю температурних залежностей прямого і зворотного розсіювання.

Поряд з дослідженнями кільватерного лазерного прискорення та кільватерного прискорення за збудження полів згустками, актуальною темою є створення плазмової лінзи для фокусування згустків й підвищення їхньої якості шляхом зменшення просторово-енергетичного розкиду, емітансу. У статті [43] демонструється робота активних плазмових лінз з високим градієнтом, лінійними полями та гарною повторюваністю. Це робить активні плазмові лінзи ідеальним пристроєм для застосувань з імпульсним згустком частинок, які потребують дуже високих градієнтів фокусування, рівномірних по всій діафрагмі лінзи.

У статті [44] вивчається плазмова лінза у випадку сильнострумових, широких згустків важких іонів. В [45], [46] виконувалися експерименти з фокусування згустків електронів. Експериментально спостерігалось фокусування у режимі зворотного струму, коли електронний згусток нейтралізується зарядом та частково струмом. Представлено теоретичний та числовий аналіз плазмового струму, результати якого узгоджуються з даними експерименту. У [47] було успішно досліджено шляхом експерименту плазмову лінзу для згустку протонів з енергією 1,4 MeV. Завдяки використанню лінзи було отримано згустки у формі кілець на сцинтиляторному екрані. Було визначено залежність густини згустку від зовнішнього магнітного поля та продемонстровано стабільний режим роботи лінзи. У [48] автори звертають увагу на те, що активні плазмові лінзи є досить ефективним пристроєм для фокусування заряджених частинок. Вивчалася плазмова лінза на основі капіляра для фокусування прискорених лазером протонних згустків в імпульсному режимі. За допомогою числового моделювання автори виявили, що за належного стану плазми втрата енергії протонів, поперечний розподіл струму та ефект пінча істотно не впливають на транспортування згустку. В роботах [49], [50] досліджено збудження кільватерного поля згустками позитронів в нелінійному режимі. Дослідження

виконувалося за допомогою числового моделювання та з використанням фізичних моделей. Дослідження фокусування та прискорення позитронних згустків зокрема можуть бути використані задля вдосконалення процесів в електрон-позитронному колайдері [51], [52]. В нелінійному випадку для позитронних згустків спостерігалось зменшене збудження кільватерного поля, аніж у випадку електронних згустків. Також, вивчене явище поздовжньої аберації у випадку фокусування позитронного згустку з енергією 28,5 ГеВ. В роботах [53]–[55] виконано ряд досліджень динаміки згустків та їхньої якості в кільватерному процесі. Виконано аналітичні та числові дослідження траєкторій електронів зондуючого згустку у кільватерному полі, збудженому гауссівським релятивістським електронним згустком. Експериментально досліджуються плазмові ефекти фокусування за розглядання одного згустку електронів з енергією 28,5 ГеВ в режимі недостатньої густини, коли густина згустку значно перевищує густину плазми. Плазма є неоднорідною, її густина електронів вздовж вхідного згустку падає від густини навколишнього середовища до нуля, залишаючи чистий іонний канал для основної частини згустку. Також, наведено результати аналітичних досліджень та числового моделювання плазмо-діелектричного кільватерного прискорювача. Досліджувана плазмово-діелектрична структура уявляла покритий діелектриком циліндричний хвилевод, що мав транспортний канал, заповнений ізотропною плазмою. Показано, що при певній густині плазми суперпозиція плазмової хвилі та діелектричних хвиль дозволяє одночасне прискорення й фокусування згустку-вітнесу. Для режиму надщільної плазми результати аналітичних досліджень, як стверджують автори, добре збігаються з результатами числового моделювання. Окрім того, показано, що фази прискорення та фокусування нелінійного тривимірного осесиметричного лазерного сліду можуть майже повністю перекриватися, починаючи з певної відстані позаду лазерного імпульсу в однорідній плазмі. Автори [56] приводять результати числового РІС моделювання взаємодії заряджених частинок в згустку електронів. У [57] експериментально вивчаються

властивості відкритих діелектричних резонаторів та питання їхнього використання.

Суттєву роль в дослідженні різноманітних плазмових процесів, кильватерного прискорення в плазмі, відіграє вивчення формування та взаємодії з згустками хвиль, що виникають в плазмі, відповідні нестійкості, що супроводжують вказані процеси. Предметом актуальних досліджень в останні роки є плазмові хвилі. Зокрема, в роботі [58] автори вивчають вплив слабких зіткнень частинок плазми на швидкість росту азимутальних поверхневих плазмових хвиль. Демонструється перехід від режиму пучково-плазмової нестійкості до режиму дисипативної нестійкості згустку. В [59] досліджено та узагальнено дисперсійні властивості електромагнітних хвиль, що поширюються поперек зовнішнього осьового статичного магнітного поля в трубоподібних хвилеводах. В [60] шляхом числового моделювання та аналітично вивчається передача електромагнітної хвилі крізь холодну, ненамагнічену і беззіткнувальну плазму за її нормального падіння з вакууму на напівпростір плазми. У статті [61] авторами вивчені аксіально-симетричні власні хвилі, що розповсюджуються в аксіальному гофрованому хвилеводі. В [62], [63] досліджено обертання електромагнітної енергії навколо циліндричного металевго стрижня, розміщеного в нескінченній плазмі, паралельно зовнішньому статичному однорідному магнітному полю. Введено та проаналізовано кутову фазову швидкість та кутову швидкість переносу енергії як функції параметрів плазмового хвилеводу. В [64] авторами представлено теоретичну модель плазмового джерела, засновану на поширенні азимутальних поверхневих хвиль.

В свою чергу, автори [65], [66] продовжують вивчення циклотронних та поверхневих хвиль, досліджуючи в тому числі метаповерхню. Невідривною темою є питання якості плазми, придатності її для прискорення та фокусування в тому числі й за допомогою кильватерних методів. Й хоча ці проблеми успішно вдається оминати в числових дослідженнях, коли ми можемо ігнорувати певні параметри системи, в реальних умовах, на такі умови

обов'язково потрібно зважати. Автори [67] аналітично розв'язуючи рівняння досліджують дрейф заряджених частинок в плазмі. В [68] автори вивчають аномальну дифузію плазми, що є наслідком турбулентності (на прикладі іоносферної плазми). В [69], [70] вивчаються властивості пилової аргонної плазми. Автори [71] за допомогою кінетичної моделі досліджено реакцію складних систем іонізованого газу на наявність нерівномірного розподілу заряджених зерен. Розглянуті моделі дозволяють ефективно оперувати плазмою навіть з наявністю в ній пилу задля досягнення максимальної ефективності лазеро-плазмового прискорення.

Варто зауважити актуальність вивчення фокусування й покращення параметрів (якості) прискорених згустків електронів та позитронів в сучасних дослідженнях. Чимало актуальних сучасних досліджень виконано за допомогою числового моделювання. Завдяки йому можливо додатково підтвердити експеримент та аналітичну теорію. Для числового моделювання кільватерних та пучково-плазмових процесів можна використовувати апробовані коди, зокрема, `fbpic` [72], [73], `OSIRIS` [74]. Код моделювання `Architect` [75] дозволяє скоротити час та зберегти обчислювальні ресурси, розглядаючи згустки кінетично, а плазму – як фонову рідину. Дослідження виконується за допомогою апробованого метода числового моделювання, використання якого підтверджено публікаціями та звітом проекту НФДУ. Моделювання виконувалося методом «частинок в комірках», було 2,5 вимірним, розглядалося магнітогідродинамічне наближення плазми. Таким чином, завдяки обраним інструментам, стало можливим розв'язання задач дисертаційної роботи.

Далеко не завжди вдається забезпечити резонансні умови, коли частота інжекції згустків співпадає з частотою плазмової хвилі. Саме за таких умов амплітуда збудженого кільватерного поля є максимальною. Чимало уваги у сучасних дослідженнях приділяється питанню відновлення резонансу. В роботі [76] за допомогою числового моделювання виконані детальні дослідження збудження кільватерної хвилі довгою послідовністю

релятивістських електронних згустків в резонансному та відмінному від резонансу випадках. Згустки в максимумах биттів відчувають радіальну силу дефокусування і припиняють взаємодію з кільватерним полем. Це призводить до скорочення періоду биття та до асиметрії між втратами енергії уповільнених згустків «фронт» биття та приростом енергії прискорених згустків тилу «биття». Знайдено, що як врахування іонізації залишкового газу, так й невелике перевищення частоти над резонансною призводять як до часткової компенсації нерезонансності, так й до фокусування суттєвої частини згустків. Як наслідок, в будь-якому випадку спостерігається зростання амплітуди збудженого кільватерного поля. Окремо досліджується процес утворення кільватерних пузирів за збудження поля електронним згустком в плазмі. Показано, що одиночний кільватерний пузир може бути створено за умови, коли довжина згустку приблизно дорівнює довжині плазмової хвилі. За зменшення довжини згустку, задня частина кільватерного пузиря стає більш «різкою». При подальшій зміні довжини згустку, «різкою» стає передня частина згустку. Автори [77], [78] зауважують, що використання періодичного ланцюжка електронних згустків для резонансного збудження кільватерних полів в плазмі в квазілінійному режимі має явні переваги перед використанням одного згустку більшого заряду. Резонансне збудження може призвести до викиду електронів плазми навіть за невеликого заряду. Локальне збурення густини в такому випадку є надзвичайно нелінійним. Також за допомогою числового моделювання досліджено нелінійні ефекти за умов двовимірності хвилі, знайдено обмеження, що накладається на зростання амплітуди кільватерного поля через відстань між згустком-драйвером та згустком-вітнесом. Також, показано, що кільватерне поле в областях, де знаходяться згустки-драйвери, не залежить від поздовжньої координати для певних довжин згустків (відстань між згустками змінюється лінійно). В роботі [79] досліджуються особливості формування згустку електронів за допомогою групування по швидкостях.

У роботі [80] теоретично досліджено нелінійну динаміку кільватерного поля за його збудження релятивістським гауссівським згустком електронів в неоднорідній плазмі. Вивчався вплив параметрів згустку й системи на еволюцію амплітуди кільватерного поля. Встановлено, що амплітуда кільватерного поля, її однорідність, залежить від однорідності плазмової густини. За певної довжини згустку амплітуда кільватерного поля сягає максимального значення. Автори [81] зазначають, що зберегти (уникнути збільшення) поперечний емітанс можна шляхом збалансування розбіжності згустку та сильної сили фокусування, що забезпечується так званім узгодженням згустку – певною схемою джерела згустків. Один з методів – поступове фокусування згустку зі зміною плазмової густини. Автори розглядали гауссову динаміку плазмової густини. Автори досліджень [82], [83] експериментально досліджували просторовий розкид згустку, його залежність від густини плазми. Для описання використовується модель просторової огинаючої. У [84] для фокусуєчого каналу авторами запропоновано профіль фокусування, який дозволяє швидко розширювати розмір згустка, зберігаючи при цьому мінімальний ріст емітансу.

Зокрема, цікавими є дослідження прискорювача FACET. Багатьма дослідниками зазначається, що протягом останніх двох десятиліть досліджень концепція ультрарелятивістського прискорювача кільватерного поля, що керується згустком, досягла багатьох важливих віх. Крім іншого, це великі градієнти прискорення, ефективне прискорення вузького згустку електронів, збереження емітансу прискорюваних згустків.

Очевидно, що актуальність подальших досліджень в галузі прискорення й фокусування згустків з розробкою нового устаткування лише зростає. У [85] автори стверджують, що експериментально було продемонстровано високоградієнтний модуль прискорювача плазмового кільватерного поля метрового масштабу, що працює в режимі електронного викиду. Вдалося певним чином досягти зменшення емітансу, дані поради щодо суттєвого збільшення яскравості згустку.

Таким чином, серед актуальних тенденцій – зменшення емітансу, особливо, за допомогою самоузгоджених кільватерних ефектів. В одних випадках автори припускають можливість руйнування згустку-драйвера заради якомога ефективнішого збудження кільватерного поля й кращих характеристик вітнеса, в інших експериментах – навпаки, реалізуються схеми зменшення емітансу згустків-драйверів, навіть, з урахуванням, втрати, певним чином, ефективності прискорювання. Автори [86] експериментально дослідили початок захоплення електронів, що народжуються всередині ультрарелятивістського, керованого тривимірним згустком плазмового сліду. У [87] проаналізовано нову схему прискорення електронів із використанням згустку релятивістських електронів у холодній плазмі. Автори показують, що електрони можуть бути ефективно прискорені до того, як згусток-драйвер сповільниться достатньо, щоб погіршити плазмову хвилю. Автор [88] додатково вдається до досить науково популярного пояснення ролі та важливості прискорення позитронних згустків у кільватерному процесі. Зокрема, наразі є актуальними нові прискорювачі, що їх можна застосовувати у фізиці високих енергій [89]. Автори [90] зосередили увагу на експериментальному вивченні питання плазмового прискорення в реальних умовах за певного типу газу та особливостей іонізації. Вивчено вплив вторинної іонізації та «темного» струму на ефективність кільватерного плазмового прискорення. У [91]–[94] виконані дослідження питань іонізації та параметрів згустків у плазмових кільватерних прискорювачах. Таким чином, дослідження в рамках вивчення плазмових кільватерних прискорювачів є багатограними. Подекуди суттєвий вплив належить ефектам іонізації, зіткнень та ін. Тим не менш, принципові питання отримуваних ефектів можуть бути досліджені в МГД-моделях. Фокусування позитронних згустків є більш складним за допомогою плазмових лінз, аніж електронних, проте, є таким, що можна реалізувати. В [95], [96] характеризуються позитронні кільватерні прискорювачі. Виконується дослідження прискорення позитронів у кільватерних прискорювачах, де кільватерне поле збуджується лазером.

У [97] експериментально досліджується фокусування згустка з енергією 28,5 GeV. Плазма утворювалася шляхом іонізації струменя азоту товщиною всього 3 мм. Одночасне фокусування в обох поперечних вимірах спостерігалось з ефективними силами фокусування порядку тесла на мікрон. Мінімальну площу плями згустку було зменшено приблизно вдвічі. У [98] авторами вивчено фокусування частинок тонкою плазмовою лінзою, проаналізовано за допомогою числового моделювання. Вивчено нейтралізацію заряду позитронів електронами та вплив на фокусування. Вивчено велику та незначну густини плазми. Досліджено, що в першому випадку добре фокусуються електронні та позитронні згустки, у другому випадку лише електронні. Обговорюється вплив сферичних та поздовжніх аберацій, випромінювання, меж плазми та нелінійно-плазмової динаміки на ефект фокусування. У [99] автор, нібито підбиваючи підсумки до сказаного вище, дає загальну характеристику майбутньому перспективному устаткуванню – лінійному колайдеру, в якому забезпечується прискорення й фокусування електронів та позитронів. Розглядаються можливості використання технології кільватерного прискорення в плазмі в експериментальному устаткуванні, а також кілька проблем, які необхідно вирішити, щоб колайдер з високою енергією та високою світністю й потужністю став реальністю.

Таким чином, плазмові лінзи для фокусування позитронних та електронних згустків є сучасною та майбутньою реальністю, так само, як й колайдери для прискорення заряджених частинок. Саме тому, дослідження в означених галузях є актуальною частиною дисертації, що розглядається.

Як в лазерних, так й в плазмових прискорювачах одним з найважливіших параметрів є коефіцієнт трансформації. У багатьох роботах з подібної тематики, автори визначають коефіцієнт трансформації як відношення максимальної енергії, що набуває згусток-вітнес до максимальної енергії, що втрачає згусток-драйвер. Автори експериментально вивчають способи вимірювання коефіцієнту трансформації та оптимізації згустків з

метою його підвищення. Автори багатьох досліджень визначають коефіцієнт трансформації як відношення пікового поля прискорення позаду приводного згустку до пікового поля уповільнення всередині приводного згустку. Завдяки розглянутому методу та за попередніх припущень [100] створення асиметричний згустків та, відповідно, підвищення коефіцієнту трансформації понад 2 для згустку, є можливим.

У роботі [101] за допомогою числового моделювання досліджено коефіцієнт трансформації згустків за різних параметрів – за зміни форми згустку, довжини та коефіцієнта густини (встановлено безпосередню залежність). Розглядалася МГД модель плазми. Також, розглядався спосіб перевищення коефіцієнта трансформації, що дорівнює 2 для одного згустку за допомогою асиметричних згустків. Також, в експерименті було виміряно коефіцієнт трансформації й отримано випадок, в якому коефіцієнт перевищує фундаментальне значення 2 в теорії та PWFA експериментах. Результати отримано в плазмі довжиною 10 см для згустку з наростаючим профілем струму. Окрім того, спостерігається стабільний транспорт згустків. У дослідженні [102] підкреслюється, що ефективність кільватерного прискорення можна підвищити, використовуючи короткі лазерні імпульси. Однак, існує невід’ємний компроміс між ефективністю та розподілом енергії, який можна мінімізувати шляхом оптимізації довжини згустку та заряду. В [103] розглядаються різні підходи до вивчення, вимірювання, пропозиції щодо збільшення коефіцієнту трансформації. Зокрема, представлено плани спільного експерименту UCLA та Argonne з плазмового кільватерного прискорення, спрямованого на демонстрацію залежності коефіцієнта трансформації від співвідношення між максимальним кільватерним полем прискорення та максимальним уповільненням згустка-драйвера. Використовуючи унікальні можливості каналу обміну емітансом, автори змогли отримати коефіцієнти трансформації, що перевищують шість. Окрім того, проаналізовано взаємозв’язок між градієнтом прискорення та коефіцієнтом трансформації в колінеарному кільватерному прискорювачі.

Показано, що високий коефіцієнт трансформації і висока ефективність передачі енергії від згустка-драйверу до групи вітнесів можуть бути досягнуті лише за рахунок прискорювального градієнта. Надано суворе підтвердження того, що в найкращих випадках ретельно сформованого розподілу густини заряду в накопичувачі, максимальний градієнт прискорення падає пропорційно посиленню коефіцієнта трансформації. В [104], [105] автори продовжують вивчення явища коефіцієнту трансформації та способів його підвищення, розглядають коефіцієнт трансформації в лазерних та плазмових прискорювачах.

Таким чином, як в плазмі так й у діелектрику, розглядаючи плазмовий (пучковий) чи лазерний драйвер, питання підвищення ефективності прискорення шляхом збільшення коефіцієнту трансформації суттєвим чином полягає в способах подолання обмеження, що дорівнює 2 для одного згустку. Науковці розглядають чимало способів перевищити максимально можливе (насправді, лише за певних обставин) значення коефіцієнту. В представленій дисертаційній роботі пропонується використання нелінійності кільватерної хвилі та профілювання згустків задля збільшення коефіцієнту трансформації в плазмі та особливої схеми інжекції й послідовності згустків заряджених частинок в діелектричному резонаторі. Взагалі, щодо останнього, існує чимало досліджень, що описують поведінку згустків й конфігурації полів під час руху та прискорення згустку заряджених частинок в діелектрику. В [106] авторами розглядається та підтверджується можливість застосування методики профільованого згустку-драйверу до двоканального коаксіального діелектричного кільватерного прискорювача. Автори [107], [108] наводять результати РС числового моделювання фокусування прискорених позитронних й електронних драйверних згустків у діелектричному хвилеводі, заповненому радіально неоднорідною плазмою з вакуумним каналом. За результатами моделювання показано, що в кільватерному полі можливим є одночасне прискорення та фокусування позитронних згустків. У [109] в наближенні сильного осьового магнітного поля автори розраховали струм

обмеженого просторового заряду аксіально симетричного релятивістського згустка заряджених частинок у коаксіальній дрейфовій трубці кінцевої довжини. Результати порівнюються з аналітичними оцінками та числовим моделюванням струму в нескінченно довгій дрейфовій трубці. В [110] наведено основні результати теоретичних та експериментальних досліджень фізичних процесів у кільватерному діелектричному прискорювачі за збудження поля довгою послідовністю електронних згустків. Збільшення амплітуди збудженого кільватерного поля досягається за рахунок когерентного складання кільватерних полів, утворених окремими згустками. Згустки прискорюються в кільватерному полі шляхом поділу послідовності згустків на збуджуючу і прискорену частини. Вивчено вплив плазми на амплітуду кільватерних полів. Автори [111]–[114] наводять результати числового моделювання прискорення тестового згустку послідовністю релятивістських електронних згустків у діелектричній циліндричній сповільнюючій конструкції, заповненій плазмою для різних конфігурацій корпусів, в тому числі, з використанням сітки. Детально вивчається форма згустків, питання їхнього прискорення та фокусування.

Загалом, розглядання збудження кільватерного поля в резонаторі послідовністю гауссівських згустків вкладається в загальну концепцію підвищення ефективності роботи кільватерного прискорювача. Як вже було зазначено в запропонованій дисертаційній роботі пропонується збільшення загального коефіцієнту трансформації та досягнення значення $2N$ для N -го згустку.

Однією з найвідоміших задач сучасної фізики, фізики плазми є створення практичного дієвого механізму термоядерного синтезу з ККД достатньому для того, щоби використовувати синтез в якості джерела енергії. На цьому шляху вже дуже багато зроблено, алей ще надзвичайно багато треба зробити. Серед основних концепцій термоядерного синтезу однією з найперспективніших є концепція інерційного термоядерного синтезу.

В [115], [116] автори дають оглядову характеристику інерційному синтезу як напрямку досліджень. Характеризується можливістю та технічна спроможність реалізувати обтиснення сферичної оболонки, існуючі проекти, в рамках яких вивчається інерційний синтез, зокрема, EuroFusion. Інерційний синтез досліджується у Національній Лабораторії Лоуренса (США), на устаткуванні Laser MegaJoule у Франції та ін. В ході дослідження явища інерційного синтезу, дослідники стикаються з явищами нестабільностей, що суттєвим чином можуть негативно відбитися на результатах та заважати реалізації концепцій. В [117]–[120] автори теоретично та за допомогою числового моделювання вивчають нестабільності, що виникають в інерційному синтезі. Зокрема, стверджується, що у багатьох випадках, що представляють інтерес для інерційного синтезу, зростання Релея-Тейлора та інших гідродинамічних нестабільностей є таким, що збурення залишаються лінійними або слабо нелінійними. Також, наводяться розрахунки зростання нестабільності Релея-Тейлора, що може бути викликана неоднорідностями електронного згустку. Розглядається спосіб придушення нестійкості Ріхтмайєра-Мешкова, вивчена гідродинамічна нестабільність, нестабільність Дар'є-Ландау. В [121] для хвильових та нехвильових середовищ показані наслідки модуляційної нестійкості інтенсивних періодичних структур. Нестабільність Релея-Тейлора, зокрема, досліджено в умовах великої густини енергії. Чисельні нестабільності з особливостями, що виникають в залежності від густини, тиску, температури, швидкості руху фронту ударної хвилі та багатьох інших факторів, є перешкодою, що поки не дозволяє в повній мірі реалізувати концепцію інерційного синтезу. Тим не менш вона досліджується в усьому світі (особливо – США, Франція, Швейцарія, Німеччина, зокрема, проекти ITER, DEMO, EuroAtom, EuroFusion та ін.). У роботах [122]–[125] автори розглядають досягнення, проблеми та перспективи проектів ITER та DEMO. Розглядаються питання створення більш довершеної діагностики, подолання різноманітних нестійкостей та багато іншого. Зокрема, важливу роль відіграють дослідження українських вчених. У вказаних роботах

відображена лише мала частка їхньої участі, проте й вона очевидно вказує на те, що майбутнє за інерційним синтезом й у його впровадженні полягатиме наш вагомий внесок. Тим не менш, проблем залишається чимало й вчені зі всього світу намагаються подолати їх задля наближення епохи термоядерного синтезу. Наприклад, в запропонованій дисертаційній роботі автором розглядається згладжування поперечної неоднорідності в критичній точці в зоні утворення ударної хвилі при взаємодії s- та p- поляризованих лазерних імпульсів з неоднорідною в поздовжньому напрямку плазмою. Зроблено висновок, що при взаємодії s- і p- поляризованих лазерних імпульсів з неоднорідною в поздовжньому напрямку плазмою в інерційному синтезі поперечна неоднорідність може самоузгоджено загасати в критичній точці в області утворення ударної хвилі. Придушення самоузгодженого розвитку поперечної неоднорідності при інерційному синтезі є дуже важливим, [126]–[128]. В статті [129] автори в експерименті виміряли тиск абляції за довжини хвилі лазера 0,44 мкм за опроміненням до 2×10^{14} Вт/см². В роботі [130] в рамках досліджень питань інерційного термоядерного синтезу автори дослідили лазеро-плазмову взаємодію, а, також, вивчили питання зв'язку «лазер-мішень». У [131] за допомогою числового моделювання досліджено збудження нелінійних електростатичних хвиль, таких як ударні та солітони, шляхом надінтенсивної лазерної взаємодії з плазмою великої густини та пов'язане з цим прискорення іонів. У [126]–[128] вивчається формування порожнин в інерційному синтезі, проте, питання самоузгодженого згладжування неоднорідностей пондеромоторною силою і тиском гарячих частинок плазми потребує додаткового дослідження. Відповідний розділ дисертації та задача, що в ньому розв'язувалася, покликана, принаймні частково, вирішити цю проблему шляхом розглядання способу придушення поперечної нестійкості.

Висновки до розділу 1.

Питання, що стали предметом дослідження в запропонованій дисертаційній роботі є актуальними, такими, що в сучасній науці

продовжують досліджуватися й викликати інтерес в науковців з провідних світових установ. Наразі триває пошук шляхів суттєво збільшити ефективність прискорювачів заряджених часток – фізика високих енергій вже досягла того етапу розвитку, коли необхідний масштаб прискорювачів знаходиться на межі економічної спроможності. Використання рентгенівських лазерів та плазми твердотільної густини дозволяє забезпечити суттєве підвищення градієнту прискорення. Питання плазмового кільватерного прискорення, фокусування згустків електронів та позитронів за руху в діелектричному резонаторі, плазмі постійно актуалізуються за рахунок нових підходів, реалізувати які можливо за допомогою розвитку комп'ютерного моделювання, розвитку лазерних та оптичних, магнітних, інших надточних технологій. Суттєвою проблемою є нерезонансність системи, автори пропонують різні шляхи її вирішення. Автор дослідження пропонує розглянути випадок нерезонансного збудження кільватерного поля послідовністю релятивістських електронних згустків, супутні процеси та відновлення резонансу. Особливу увагу варто звернути на діелектричні резонатори, для яких збільшується спектр та властивості матеріалів. Термоядерний синтез розглядається в якості альтернативи деяким сучасним джерелам енергії вже не одне десятиріччя. Інерційний синтез – один з перспективних варіантів реалізації термоядерного синтезу. Розглядається чимало способів вирішення актуальних проблем інерційного синтезу. Серед них, зокрема, питання подолання поперечних нестійкостей, що розглядається в запропонованій дисертаційній роботі.

РОЗДІЛ 2. ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ПОТУЖНИМИ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ. ВИВЧЕННЯ ДИНАМІКИ САМОІНЖЕКТОВАНИХ ЗГУСТКІВ ЕЛЕКТРОНІВ

2.1. Огляд системи моделювання. Загальна постановка задачі.

Як зазначено в огляді літератури, зокрема в [6], [9], [13], професор Таджима та його колеги запропонували та вивчали методи збільшення ефективності кільватерного прискорення шляхом дослідження збудження кільватерного поля в плазмі з густиною, що дорівнює густині електронів в металі та, відповідно, з використанням рентгенівських лазерних імпульсів з енергією близько 10 кеВ. В запропонованій дисертаційній роботі, в розділі, що розглядається, пропонується за допомогою числового моделювання дослідити збудження в плазмі твердотільної густини кільватерного поля лазерним імпульсом. Матеріали дослідження, розглянуті в підрозділі, частково було висвітлено автором в [24].

Вивчається максимальне значення амплітуди кільватерного поля прискорення, що може бути досягнуто, конфігурація полів та сил, що діють в системі, явища самоінжекції, пропонуються різні механізми, завдяки яким вдається змінити на краще параметри системи задля досягнення мети поліпшення фокусування, прискорення, зменшення просторово-енергетичного розкиду самоінжектованих згустків й таке інше. Зокрема, це профілювання лазерних імпульсів, варіація параметрів, неоднорідність плазмової густини й т. д.

Дослідження виконується за допомогою числового моделювання. Метод й програмне забезпечення перевірено здобувачем у дослідженнях (див. зокрема [24], [132] для більш детальної інформації щодо ПЗ), зокрема, під час реалізації проекту 2020.02/0299 «Транспортування електронних/позитронних згустків при високоградієнтному прискоренні електромагнітними полями, що збуджуються у діелектричних структурах або в плазмі інтенсивними електронними згустками та потужним лазерним імпульсом» конкурсу НФДУ

«Підтримка досліджень провідних та молодих учених», в якому окремою задачею зазначалося підтвердження відповідності коду науковим критеріям та спроможності виконувати коректні моделювання, що успішно було виконано наприкінці 2020-го року. Питання досліджувалося в публікаціях раніше [21]. Основний механізм процесу розділення електронів та іонів в плазмі, порушення балансу між позитивним та негативним зарядами, тобто зарядами компонентів плазми. Електрони, негативні частинки, внаслідок дії сили Міллера лазера, приосьові електрони починають розлітатися, спостерігається потік негативно заряджених частинок (потік електронів).

Код, за допомогою якого виконано дисертаційне дослідження, використовує магнітогідродинамічну модель плазми, моделювання виконується методом PIC. Іони вважаються нерухомими. Співвідношення мас іонів та електронів характерне для водневої плазми $m_i \approx 1836m_e$. Моделювання двомірне, проте імпульси можемо досліджувати по трьох координатах – так зване 2,5D. Область моделювання мала вигляд прямокутника. Граничні умови для частинок – відкриті межі, для полів – періодичні умови. Досліджуються імпульси з профілем інтенсивності «косинус-квадрат» $(\cos A)^2$ – фактично, гауссоподібні. Вибір профілю вмотивовано тим, що залишаючись подібним до гаусса з фізичної точки зору, цей профіль є більш зручним та доречним з точки зору числового моделювання. По-перше, в разі використання гауссових імпульсів в числовому моделюванні виникає питання поступового, фактично, нескінченно довгого наближення функції до 0 за певних значень аргумента (у певному діапазоні). Це призводить до проблем під час моделювання й потрібно шукати способи позбавитися цього недоліку. У випадку профілю «косинус-квадрат» подібного недоліку не спостерігається. Також, подібний профіль на рівні числового коду значно полегшує профілювання лазерних імпульсів. Профіль «косинус-квадрат» є звичайним аналогом «гауссу» в числових кодах. Розглядалися виключно рентгенівські лазерні імпульси, що розповсюджуються в плазмі, густина якої дорівнює густині вільних електронів

в металі. Тим не менш, код, що використовувався в моделюванні припускає масштабування – за збереження співвідношення частоти лазерного імпульсу та електронної плазмової частоти, можливою є зміна густини та інших відповідних параметрів. Серед основних нормувань довжини та координати x , y , що нормовані на довжину хвилі лазера λ , компоненти електричного поля E_x, E_y, E_z та компоненти магнітного поля B_x, B_y, B_z й сили F_x, F_y, F_z нормовані таким чином, що $a = EE_0^{-1}$, де $E_0 = m_e c \omega_0 (2\pi e)^{-1}$, де m_e та e – маса та заряд електрона, ω_0 – частота лазера, c – швидкість світла. Значення a в нормованих одиницях вказується на графіках та сприймається програмою-кодом. Компоненти імпульсу p_x, p_y, p_z нормовані на mc . Час t нормовано на період хвилі лазера $T_0 = 2\pi c \omega_0^{-1}$. На графіках вказані значення arb. un. (arbitrary unit), що є короткою загальною назвою нормувань. Перерахунок таких одиниць в реальні фізичні величини виконується з урахуванням нормувань, зазначених вище. Всі величини в коді нормуються в системі СГС. Тим не менш, в дисертаційній роботі параметри частково перераховано й наведено в СІ.

2.2. Дослідження амплітуди кільватерного поля прискорення в нелінійному випадку.

Серед перших задач, що розглядалися в рамках дослідження за допомогою числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі твердотільної густини рентгенівським лазерним імпульсом – вивчення амплітуди поздовжнього поля прискорення.

Мета – досягти значень амплітуди поздовжнього поля прискорення, що за порядком величини складають теравольти на метр. На рис. 2.1 зображено результати числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі з густиною електронів $n_e = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ланцюгом з двох лазерних імпульсов з амплітудою $a = 3$. Напівдовжина та напівширина першого імпульсу складають відповідно 1 та 4. Для другого імпульсу ці значення еквівалентні та дорівнюють 2. Довжина хвилі лазерів складала $\lambda = 25,1 \text{ нм}$. На рисунку зображено типову картину моделювання збудження поля, що

загалом схожа на ті, що вони розглядатимуться й надалі. Можна спостерігати формування кільватерних структур, зокрема, кільватерних пузирів (wake bubbles) та самоінжекттованих згустків (self-injected bunches). Кільватерний процес, загалом, саме полягає в формуванні кільватерних пузирів та укрупнень – регіонів з підвищеною густиною електронів плазми через дію пондермоторної сили з боку лазерів. В області між регіонами з підвищеною густиною електронів спостерігається формування поздовжнього поля прискорення з великою амплітудою, що залежить від плазмової густини – кількості електронів в укрупненнях. На рис. 2.1. можна спостерігати, що самоінжекттовані згустки, що формуються після кожного лазерного імпульсу, вже пройшли приблизно половину довжини кільватерного пузиря. Обидва згустки залишили фази прискорення кільватерної хвилі. Самоінжекттований згусток після першого лазерного імпульсу з полем майже не взаємодіє. Самоінжекттований згусток після другого лазеру знаходиться на початку фази уповільнення й втрачає енергію, що сприяє зростанню амплітуди поздовжнього поля прискорення.

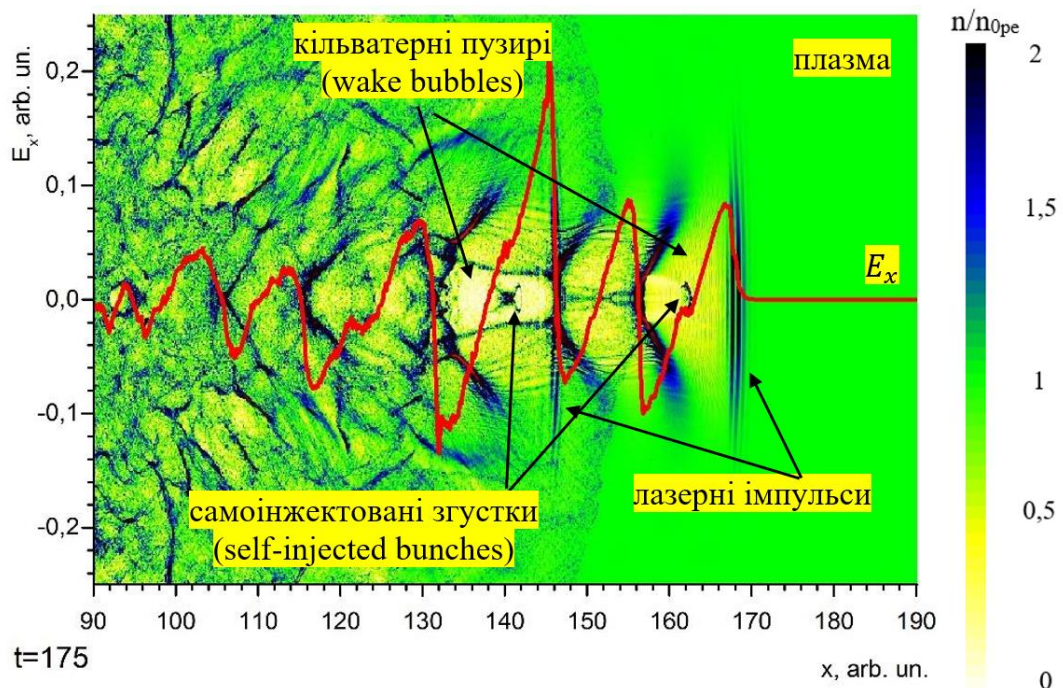


Рис. 2.1. Збудження кільватерного поля послідовністю 2-х лазерних імпульсів. Графік густини електронів плазми $n_e(x, y)$ та поздовжнього кільватерного поля $E_x(x)$. Момент часу $t = 175T_0$.

На рис.2.1, рис.2.2 напівширина та напівдовжина відповідно для першого лазера 4 та 1 для другого лазера дорівнюють 2. Вздовж y значення змінюється від 0 до 50 в одиницях довжин лазера. Шкала густини є дійсною для всіх рисунків розділу з відповідними розподілами, якщо не вказано інше.

Таким чином, після першого лазерного імпульсу напруженість поздовжнього поля прискорення сягає $E_x \approx 2,04$ ТВ/м. Після другого лазера максимальна амплітуда поля досягає $E_x \approx 2,65$ ТВ/м. На рис. 2.3 та рис. 2.4 зображено поздовжню компоненту імпульсу (розподіл). З аналізу даних, представлених в графічному вигляді, можна зробити висновок, що згустки є релятивістськими ($\gamma \approx 30 - 40$). До цього варто додати відносно невеликі просторові розміри згустків, що не перевищують в середньому 5λ довжин хвиль лазера. Згустки зберігають просторово-енергетичний (поздовжній імпульс можна вважати характеристикою енергії згустків) протягом руху за довжиною 250λ довжин хвиль лазера.

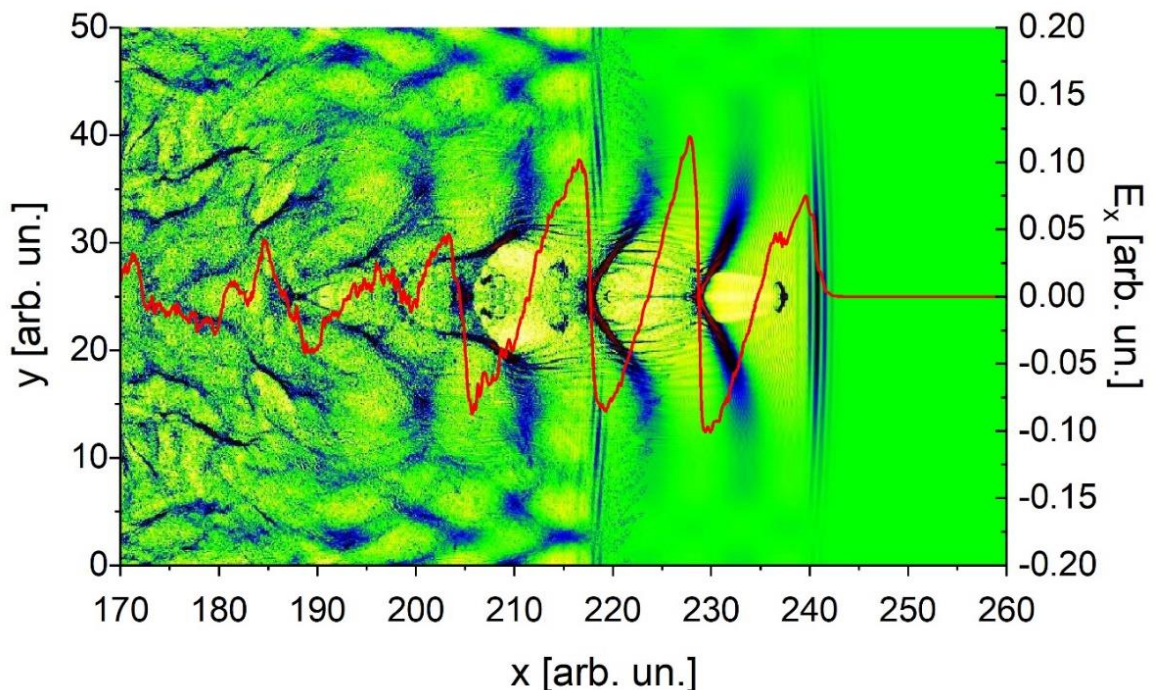


Рис. 2.2. Збудження кільватерного поля послідовністю 2-х лазерних імпульсів. Графік густини електронів плазми $n_e(x, y)$ та поздовжнього кільватерного поля $E_x(x)$. Момент часу $t = 250T_0$.

Таким чином, в ході дослідження було вивчено кильватерний процес, що має місце за збудження кильватерного поля рентгенівським лазерним імпульсом. Було встановлено ефективність збудження прискорюючого кильватерного поля рентгенівським лазерним імпульсом в плазмі твердотільної густини. Це призводить до формування поздовжнього поля прискорення з амплітудою в кілька теравольт на метр за порядком величини.

Поки не дійде до середини кильватерного пузиря, самоінжектований згусток знаходиться в області дії кильватерного поля прискорення. В цей час самоінжектований згусток також знаходиться під дією радіальної кильватерної сили фокусування.

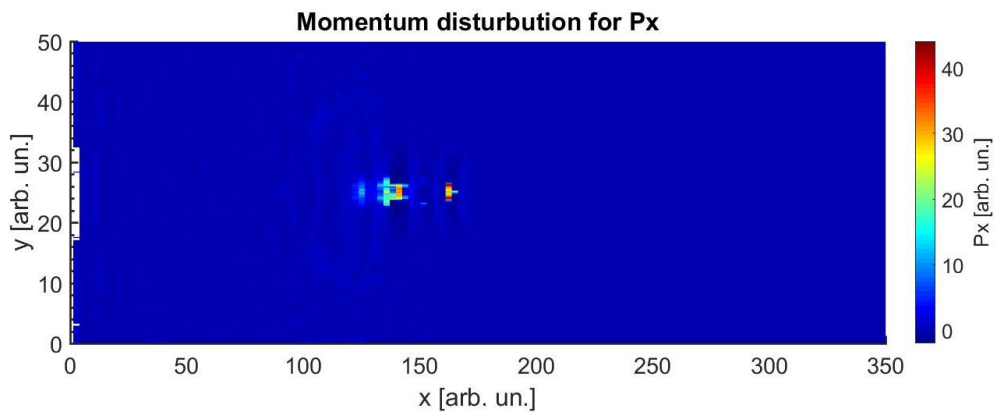


Рис. 2.3. Розподіл поздовжньої компоненти імпульсу самоінжектованих згустків. Компоненту імпульсу нормовано на mc , так, що вона дорівнює релятивістському фактору γ . Час $t = 175T_0$. Рисунок відповідає рис. 2.1.

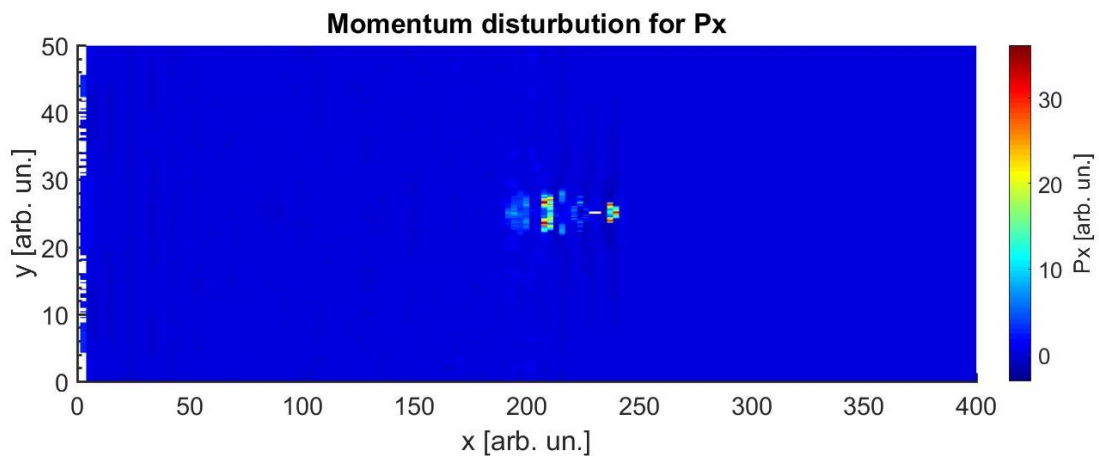


Рис. 2.4. Розподіл поздовжньої компоненти імпульсу самоінжектованих згустків. Компоненту імпульсу нормовано на mc . Час $t = 250T_0$. Рисунок відповідає рис. 2.2.

Надалі розглядатимуться випадки лише твердотільної плазми та рентгенівського лазерного імпульсу. В огляді літератури (розділ I) докладно аналізується означена технологія й перспективи її використання. В роботі пропонуються різноманітні варіації параметрів системи та лазерних імпульсів, що різнобічно дозволяють поліпшити ефективність прискорювання.

2.3. Ефекти від профілювання короткої послідовності лазерних імпульсів.

Однією з найбільш актуальних та важких задач кільватерного прискорення є управління самоінжектованими згустками.

Безпосередній вплив на згусток доводиться змінювати на варіацію параметрів лазерних імпульсів та параметрів системи, щоби досягти необхідних параметрів самоінжектованих згустків [31], [91], [133], [134]. Зокрема, одним з таких способів можна вважати так зване профілювання імпульсів – тобто таку зміну параметрів імпульсів, що дозволяє досягти необхідних результатів. Результати дослідження було частково висвітлено здобувачем в [135].

В представленій дисертаційній роботі пропонується розглядання послідовності двох лазерних імпульсів: 1-й імпульс (амплітуда 1, напівширина 1λ , напівдовжина 4λ), 2-й імпульс (амплітуда 1,732, напівширина 2λ , напівдовжина 2λ).

Довжина та ширина системи відповідно дорівнюють 300λ та 50λ довжин хвиль лазера. Густина електронів плазми складає $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Довжина хвилі лазера складала $\lambda = 10,65 \text{ нм}$. Іони є нерухомими. На рис. 2.5. зображено результат збудження кільватерного поля послідовністю з двох лазерних імпульсів. Використовувалося профілювання. Можна зробити висновок, що нелінійність слабка, перші кільватерні пазирі після лазерних імпульсів містять чимало електронів (концентрація близька до первинної n_e). Тим не менш, можна бачити (рис. 2.5-2.7), що формуються самоінжектовані згустки з малим просторовим розкидом. Відповідно, завдяки профілюванню лазерних імпульсів, вдається сформувати кільватерні структури таким чином,

що стає можливим отримання наступної конфігурації полів прискорення. Судячи з отриманих результатів, профілювання призводить до певної зміни рухомих електронних кільватерних структур, завдяки чому електрони більш повільно надходять до укручення. Відповідно завдяки цьому спостерігається формування більш стабільних самоінжектованих згустків з малим просторовим розкидом.

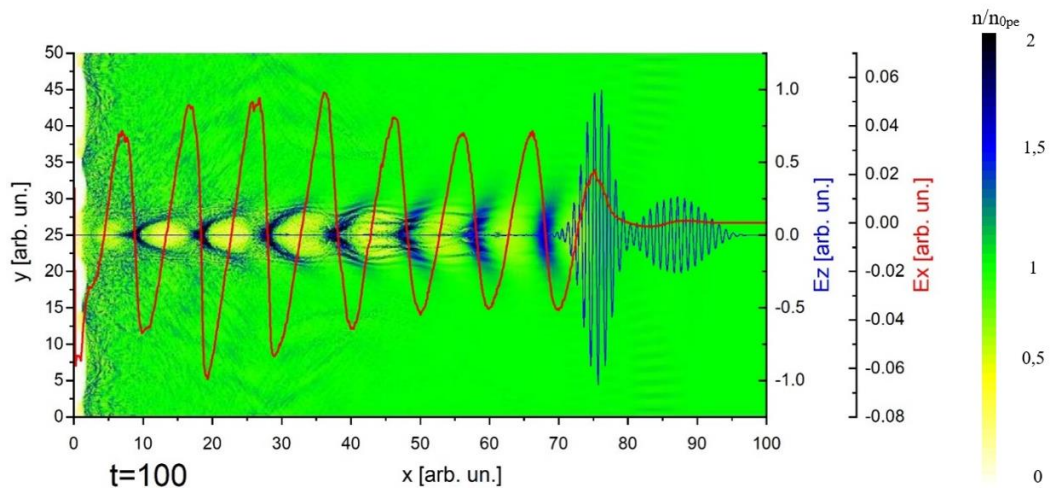


Рис. 2.5. Розподіл густини електронів в залежності від просторових координат. Графіки поздовжнього поля прискорення та поля лазерів. Час $t = 100T_0$. Розподіл густини електронів є актуальним й надалі.

На рис. 2.8-2.9 можна спостерігати, що в області самоінжектованих згустків радіальна (поперечна) сила фокусування приблизно дорівнює 0. Присутні флуктуації, проте, їхній масштаб суттєво менше амплітуди радіальної сили поза згустком.

На рис. 2.7 та рис. 2.10 зображено графіки результатів моделювання в подальші моменти часу. Можна спостерігати, що самоінжектовані згустки зберігаються впродовж процесу моделювання. А саме, залишається незначним просторовий розкид. Більш того, на рис. 2.10 можна бачити, що формується «ланцюг» з самоінжектованих згустків. Саме тому, можливим є використання профілювання імпульсів задля отримання самоінжектованих згустків, що не дефокусуються під час руху, для прискорювачів задля найбільшої ефективності.

З рис. 2.11 можна бачити, що, хоча згустки є релятивістськими, їхній γ фактор є помірним. Це означає, що потрібне продовження процесу прискорення, хоча, необхідні можливості для цього створюються завдяки розглянутій конфігурації полів та сил.

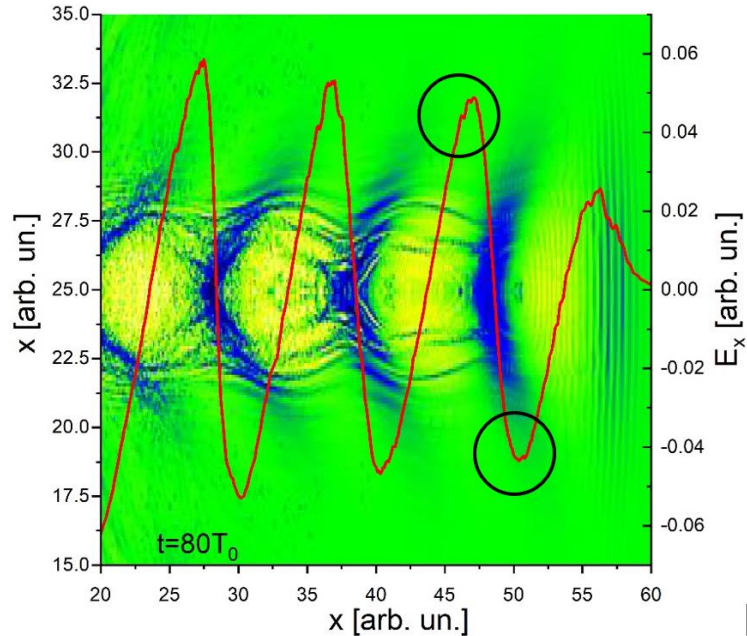


Рис. 2.6. Розподіл густини електронів в залежності від просторових координат. Графіки поздовжнього поля прискорення. Час $t = 80T_0$.
Окрім того, з рис. 2.5-2.7 можна бачити приблизно постійне значення поздовжнього поля прискорення в області самоінжектованого згустку.

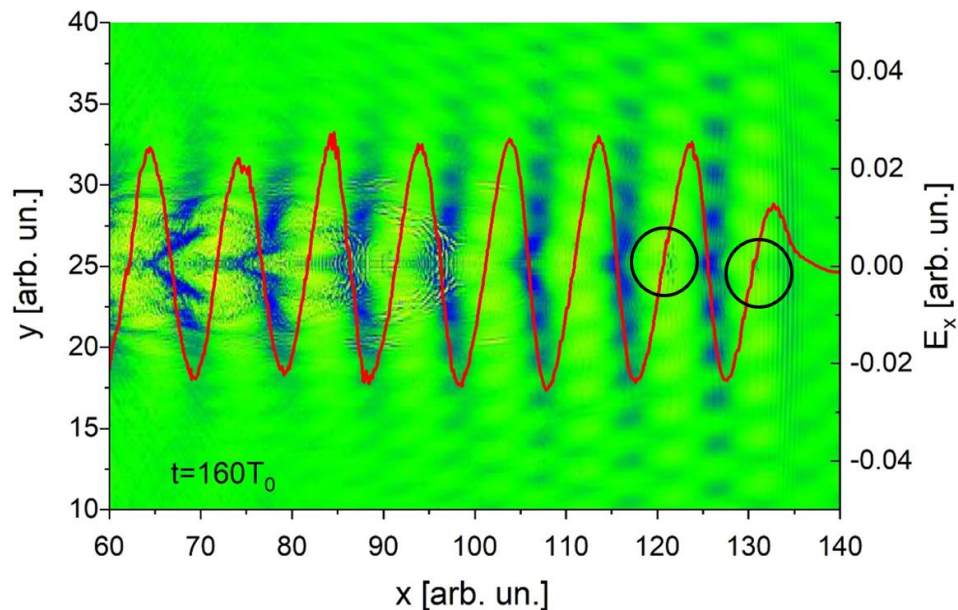


Рис. 2.7. Розподіл густини електронів в залежності від просторових координат. Графіки поздовжнього поля прискорення. Час $t = 160T_0$.

Графіки, що представлені надалі показують, що в області самоінжектованого згустку спостерігається близьке до 0 значення радіальної кільватерної сили. Завдяки досягненню цього ефекту, вдається отримати стабільні згустки, що не дефокусуються в процесі кільватерного прискорення.

Завдяки цьому, згустки є стабільними протягом їхнього руху вздовж осі системи, необхідно набагато менше зусиль для їхнього фокусування.

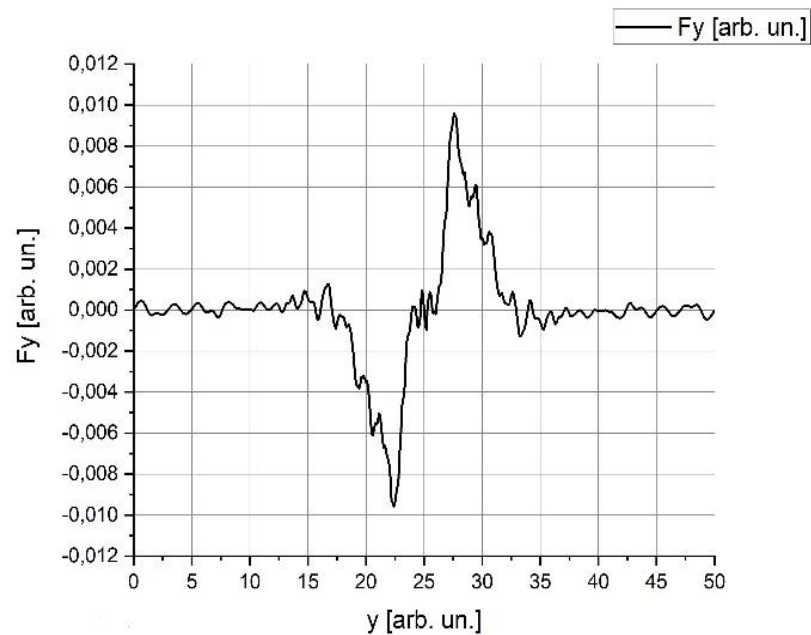


Рис. 2.8. Залежність поперечної сили від координати в області першого самоінжектованого згустку (співвідноситься з рис. 2.5)

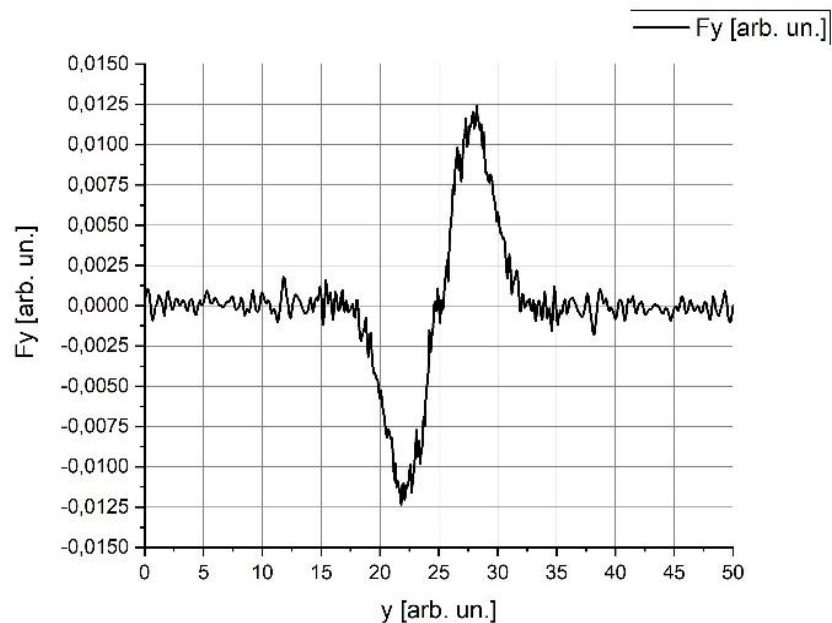


Рис. 2.9. Залежність поперечної сили від координати в області другого самоінжектованого згустку (співвідноситься з рис. 2.5)

На рис. 2.12 та рис. 2.13 зображено величини, що дозволяють в рамках даних, які можна отримати за допомогою розглядуваного коду, оцінити поперечний емітанс згустків.

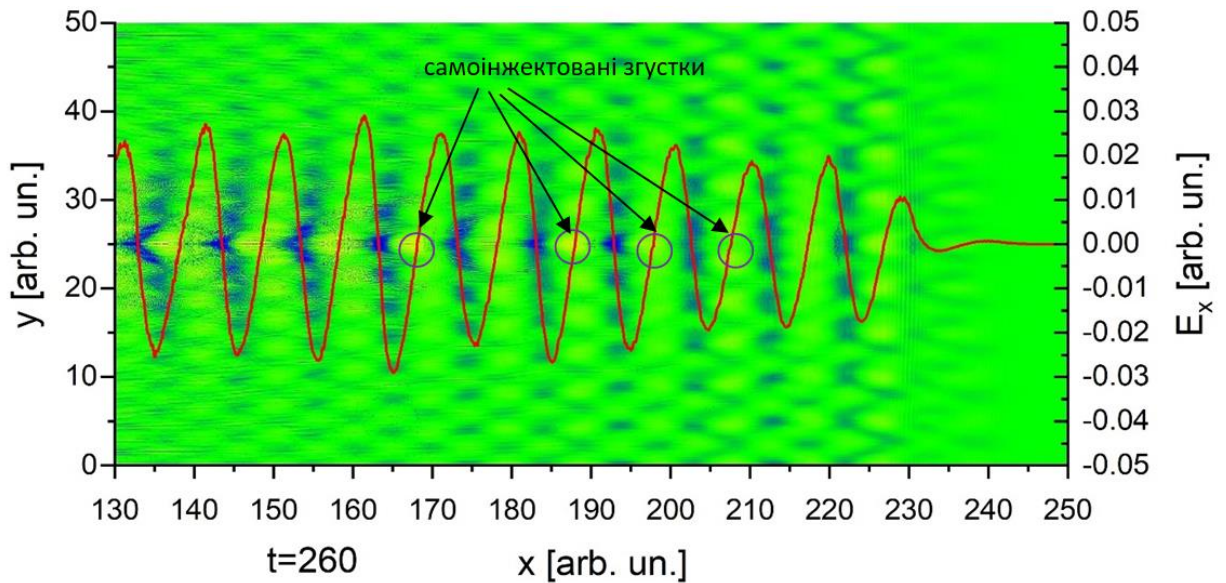


Рис. 2.10. Розподіл густини електронів в залежності від просторових координат. Графіки поздовжнього поля прискорення. Час $t = 260T_0$.

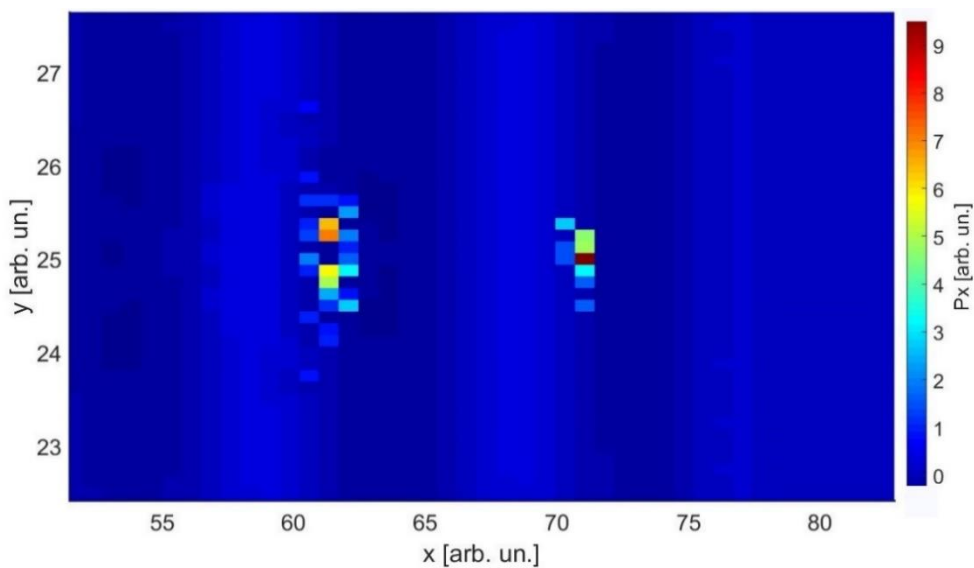


Рис. 2.11. Графік розподілу поздовжньої компоненти імпульсу p_x в залежності від просторових координат. Поздовжню компоненту імпульсу нормовано на mc , так, що вона дорівнює релятивістському фактору γ . Час $t = 100T_0$.

В задачі, що розглядається, пропонується використовувати співвідношення аналогічні зображенням на рис. 2.12, 2.13. Вони демонструють відхилення та їх ступень для частинок у фазовому просторі.

На ці рисунки потрібно зважати одночасно з даними щодо просторового розміру згустків.

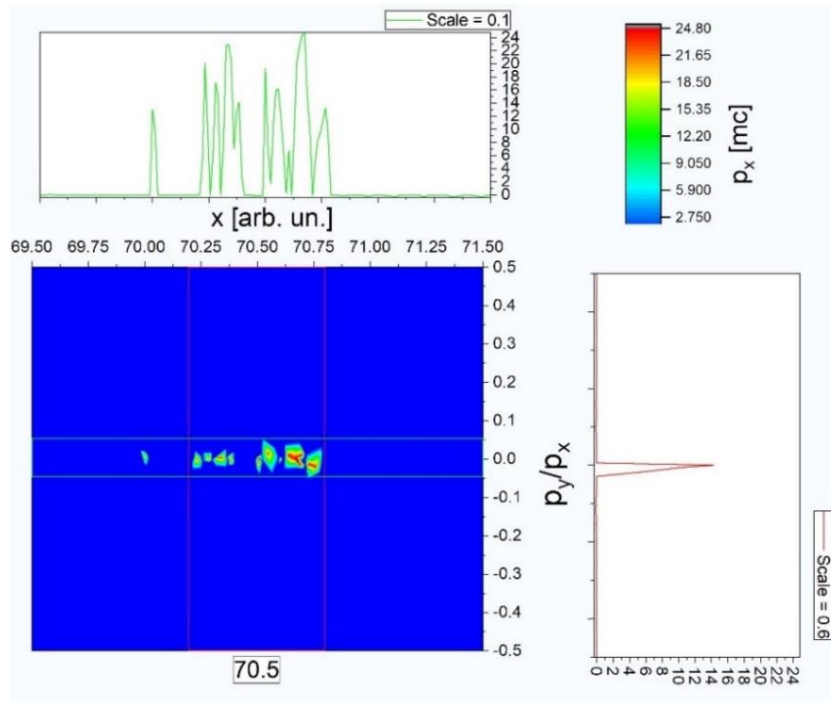


Рис. 2.12. Графіки, за допомогою яких можна ілюструвати поперечний емітанс згустків $p_y p_x^{-1}$ в залежності від просторових координат. Графік відповідає рис. 2.5. для *першого* самоінжектованого згустку. Час $t = 100T_0$. Для зручності графіки представлені в форматі розподілу поздовжньої компоненти імпульсу.

Пропонується оцінка поперечного емітансу за допомогою рис 2.12 та рис. 2.13 як площу прямокутників відповідно означених на рисунках. Після відповідних розрахунків, можна отримати, що емітанс визначений способом описаним вище дорівнює для *першого* самоінжектованого згустку (рис. 2.12) $3,18 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад та для *другого* самоінжектованого згустку $3,39 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад. Таким чином, отримані згустки мають параметри емітансу, що відповідають сучасним уявленням та тенденціям технологій прискорювання.

Розглянутий спосіб отримання самоінжекттованих згустків з малим просторово-енергетичним розкидом дозволяє отримати відповідні згустки шляхом варіації параметрів системи. Рухаючись під дією радіальної сили, амплітуда якої дорівнює 0, в однорідному поздовжньому полі, згустки зберігають свої параметри й суттєво не дефокусуються протягом майже всього часу моделювання.

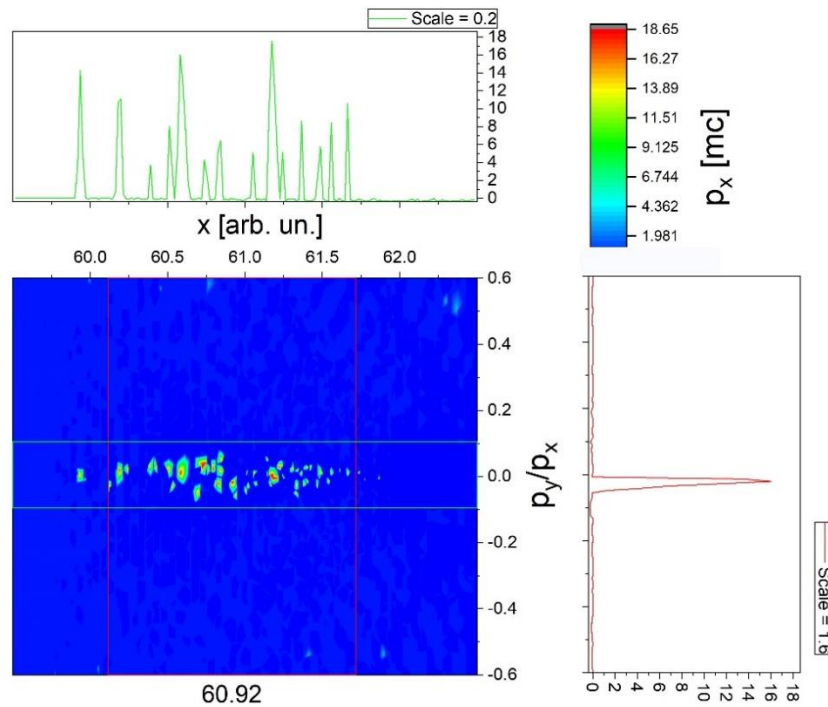


Рис. 2.13. Графіки, за допомогою яких можна ілюструвати поперечний емітанс згустків $p_y p_x^{-1}$ в залежності від просторових координат. Графік відповідає рис. 2.5. для *другого* самоінжекттованого згустку. Час $t = 100T_0$. Для зручності графіки представлені в форматі розподілу поздовжньої компоненти імпульсу.

2.4. Динаміка самоінжекттованих електронних згустків при їх прискоренні лазерним імпульсом у плазмі. Комбінований режим лазеро-плазмового прискорення.

2.4.1. Опис проблеми дослідження.

В підрозділі продемонстровано динаміку самоінжекттованих електронних згустків за допомогою числового моделювання в нелінійному кільватерному режимі при самоузгодженій зміні механізму прискорення

електронного згустку плазмовим кільватерним полем, збудженого лазерним імпульсом, на комплексний механізм прискорення кільватерним полем, що збуджується самоінжектованим електронним згустком на доданок до кільватерного поля, збудженого лазерним імпульсом. Таким чином, у дослідженому випадку спостерігається прискорення за допомогою одночасно двох механізмів. За допомогою числового моделювання вивчено прискорення коротким ланцюгом із двох лазерних імпульсів. Мета дослідження полягала в демонстрації перспективності явища самоінжекції.

В сучасній науці великий інтерес викликають лазерно-плазмові прискорювачі [136]–[138]. Успішні експерименти з лазерного кільватерного прискорення заряджених частинок у плазмі підтвердили актуальність цього методу прискорення [136]–[139]. Показано утворення електронних згустків з малим енергетичним розкидом при інтенсивній лазерно-плазмовій взаємодії [31], [140].

Проблема лазерного прискорення кільватерним полем полягає в тому, що лазерний імпульс швидко руйнується через його розширення. Одним із способів вирішення цієї проблеми є використання капіляра як хвилеводу для лазерного імпульсу. Другий спосіб вирішення цієї проблеми полягає в тому, щоб передати його енергію згусткам електронів, які як драйвери прискорюють згустки-вітнеси. Перехід від лазерного кільватерного прискорювача до лазерно-плазмового кільватерного прискорювача в деяких випадках може відбуватися при взаємодії лазера з плазмою. Важливу роль у взаємодії інтенсивного лазерного імпульсу з плазмою відіграють самоінжектовані згустки електронів. Система моделювання була наступною. Два лазерних імпульси подаються в однорідну плазму. Перший імпульс має довжину 2λ та діаметр 10λ , а другий - 4λ та 6λ відповідно. Амплітуда кожного імпульсу становить $a=3$. З урахуванням вибраної довжини хвилі лазера та щільності плазми, максимальна амплітуда поля прискорення після лазерного імпульсу приблизно 7 ТВ/м . В областях зі збільшеною густиною електронів плазми утворюються самоінжектовані згустки, які, під впливом поля прискорення,

переміщуються вздовж кільватерного пузиря. Було виконано повністю релятивістське числове моделювання методом РС. Область моделювання (x, y) має прямокутну форму з розмірностями $0 < x < 800\lambda$ та $0 < y < 50\lambda$, де λ – довжина хвилі лазера $\lambda = 10,6$ нм. Інтервал часу обчислення $\tau = 0,05$, кількість частинок на комірку 8, загальна кількість частинок $15,96 \cdot 10^6$. Період лазерного імпульсу (нормування часу) $t_0 = 2\pi/\omega_0$, де ω_0 – частота лазера. Лазерний імпульс вводиться в однорідну плазму з лівої межі. У поперечному напрямку у граничні умови для частинок, електричного та магнітного полів є періодичними. Густина електронів плазми складала $n_{0e} = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ (значення густини нормовано на n_{0e}). Лазерний імпульс має косинус-квадрат профіль в поздовжньому напрямку. Імпульс має косинус-квадрат профіль у поперечному напрямку. Амплітуду лазера було нормовано наступним чином: $EE_0^{-1} = a$, де $E_0 = m_e c \omega_0 (2\pi e)^{-1}$.

2.4.2. Динаміка самоінжектованих електронних згустків. Комбіноване лазеро-плазмове прискорення.

На рис. 2.14 зображено збудження кільватерного поля в плазмі послідовністю з двох лазерних імпульсів. Зображено початковий момент процесу самоінжекції, коли самоінжектовані згустки лише утворилися й починають свій рух вздовж кільватерного пузиря. Самоінжектовані згустки знаходяться в області фази прискорення кільватерної хвилі. На рис. 2.16 зображено процес еволюції системи, в якій збуджено кільватерне поле ще в 2 моменти часу: 160 та 260 лазерних періодів. Відповідно, можна спостерігати, що згусток спочатку отримує енергію від хвилі, знаходячись в фазі прискорення, потім опиняється в області нульового поля й далі, відповідно, продовжує свій рух в фазі уповільнення.

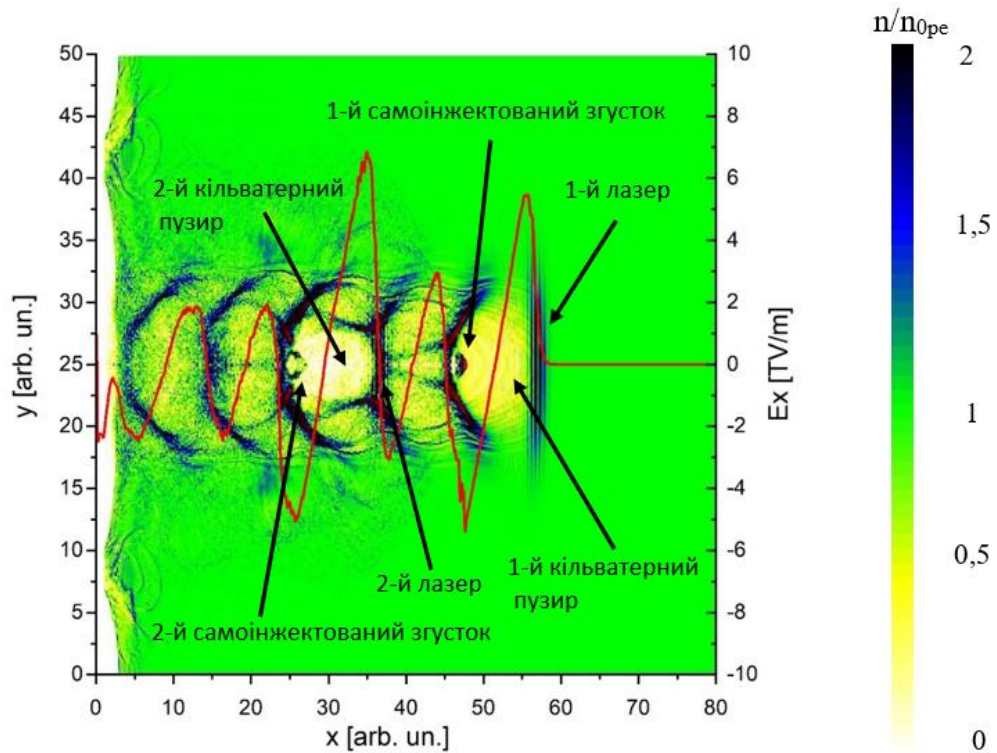


Рис. 2.14. Збудження кільватерного поля послідовністю з двох лазерних імпульсів. Розподіл густини та поздовжнє поле прискорення. Момент часу $t = 60T_0$. В областях, позначених червоним, нормована густина плазми 9.

В цій фазі згусток втрачає енергію. На рис. 2.15 зображено розподіл поздовжньої компоненти імпульсу.

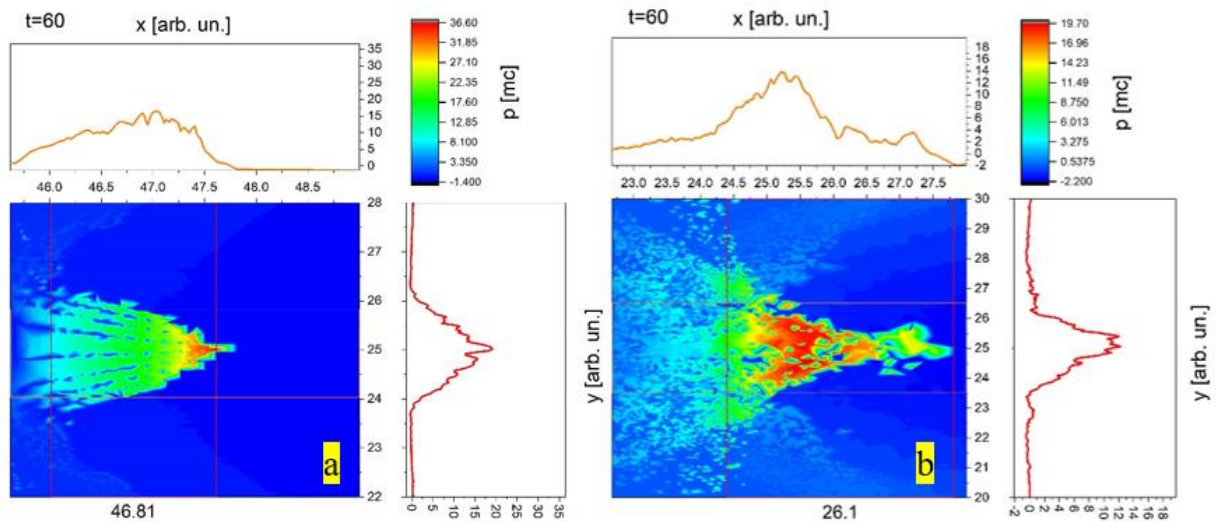


Рис. 2.15. Відноситься до рис. 2.14. Поздовжній розподіл самоінжектованих згустків: (а) перший згусток, (б) другий згусток. Момент часу $t = 60T_0$.

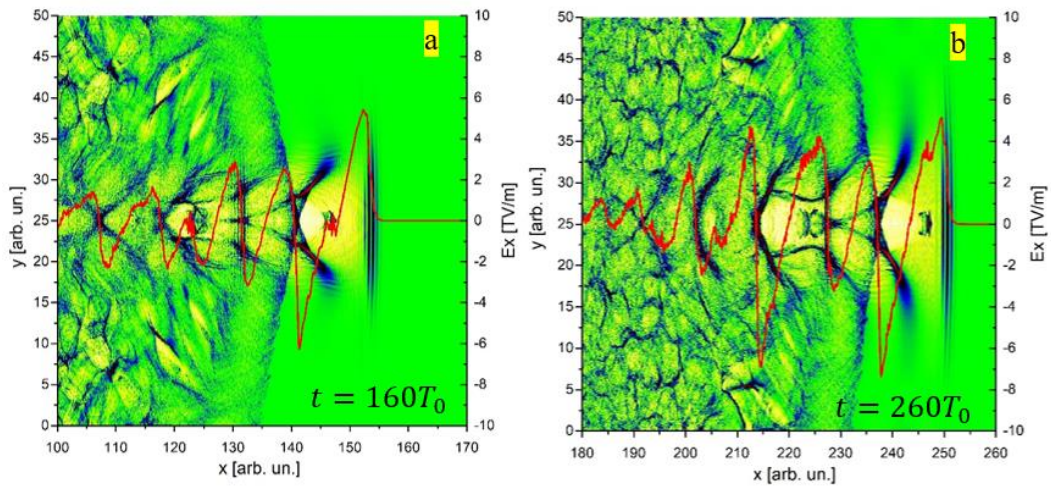


Рис. 2.16. Відноситься до рис. 2.14. Поздовжній розподіл самоінжекттованих згустків: (а) перший згусток, (б) другий згусток. Моменти часу на рисунку.

Рис. 2.15-2.18 являють собою комплекс даних, всі ці рисунки потрібно аналізувати одночасно.

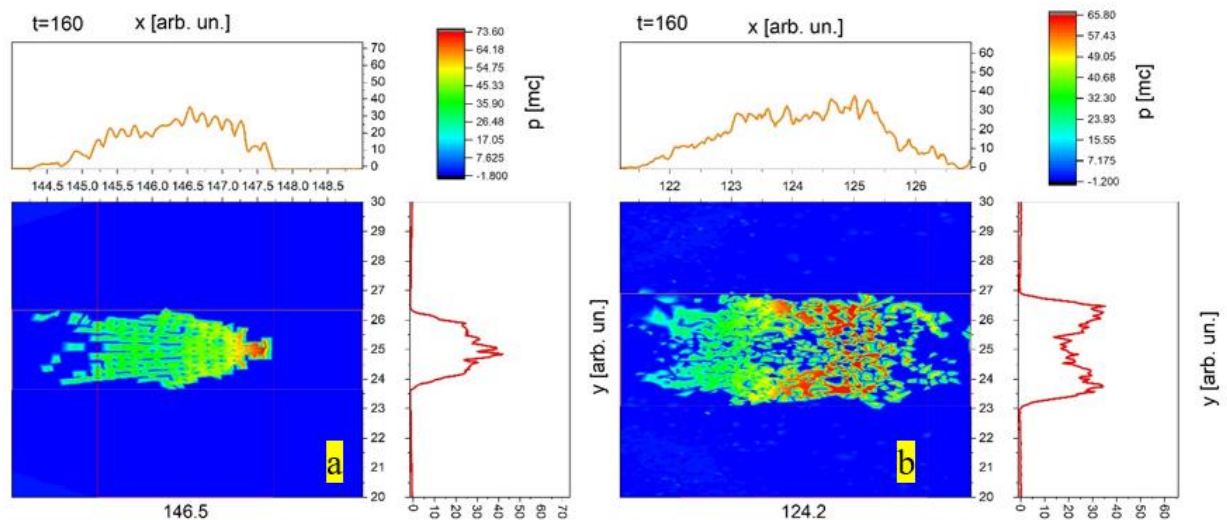


Рис. 2.17. Відноситься до рис. 2.16. Поздовжній розподіл самоінжекттованих згустків: (а) перший згусток, (б) другий згусток. Момент часу $t = 160T_0$.

Рис. 2.15, 2.17-2.18 наочно демонструють енергію (поздовжній імпульс нормований на mc) самоінжекттованих згустків. На додаткових графіках вгорі та справа від основного розподілу показано графіки імпульсу p_x вздовж та поперек згустків на середині їхнього розміру. Просторова варіація обох самоінжекттованих згустків не перевищує $1,5\lambda-3\lambda$ у поздовжньому та

поперечному напрямках. Для першого згустку енергетична варіація становить приблизно 8% (не враховуючи високоенергетичний передній край згустку), для другого - близько 10% для центральної частини. Рис. 2.14-2.15 зображують початковий етап динаміки самоінжектованих згустків. На рис. 2.16 представлені наступні етапи їх динаміки. На рис. 2.16(a) видно, що згусток виходить з фази прискорення кільватерної хвилі, набираючи енергію, і переходить до фази уповільнення. На Рис. 2.16(b) зображено, можливо, останній етап кільватерного прискорення, де згусток перебуває в максимумі поля уповільнення та передає енергію хвилі. Його подальший рух може призвести до руйнування. Цей процес є циклічним з погляду формування нових згустків у зонах високої густини електронів після кільватерних пузирів. На рис. 2.19-2.21 зображено розподіли величини, якою в умовах дослідження можна ефективно охарактеризувати поперечний розкид згустків, а саме $p_y p_x^{-1}$. Порівнюючи рис. 2.14 і рис. 2.16(b), зробити висновок, що описаний вище трансфер енергії має наслідком збільшення амплітуди максимального поля прискорення на 2 теравольта на метр.

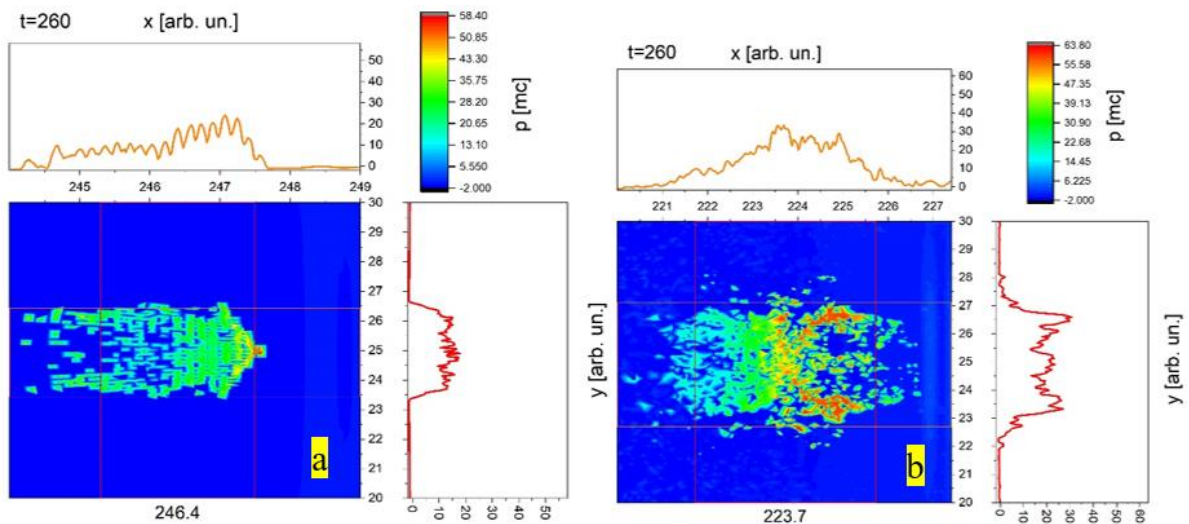


Рис. 2.18. Відноситься до рис. 2.16. Поздовжній розподіл самоінжектованих згустків: (a) перший згусток, (b) другий згусток. Момент часу $t = 260T_0$.

Аналізуючи рис. 2.17 та рис. 2.15, а також рис. 2.18 та рис. 2.17, можемо зрозуміти подальшу динаміку самоінжектованих згустків. Поздовжній

імпульс згустків зростає, коли вони знаходяться у фазі прискорення. У фазі уповільнення, згусток передає енергію хвилі (рис. 2.18). За результатами дослідження самоінжектованих згустків, можна дійти до висновку, що ця динаміка дозволяє зберігати енергію лазерного імпульсу.

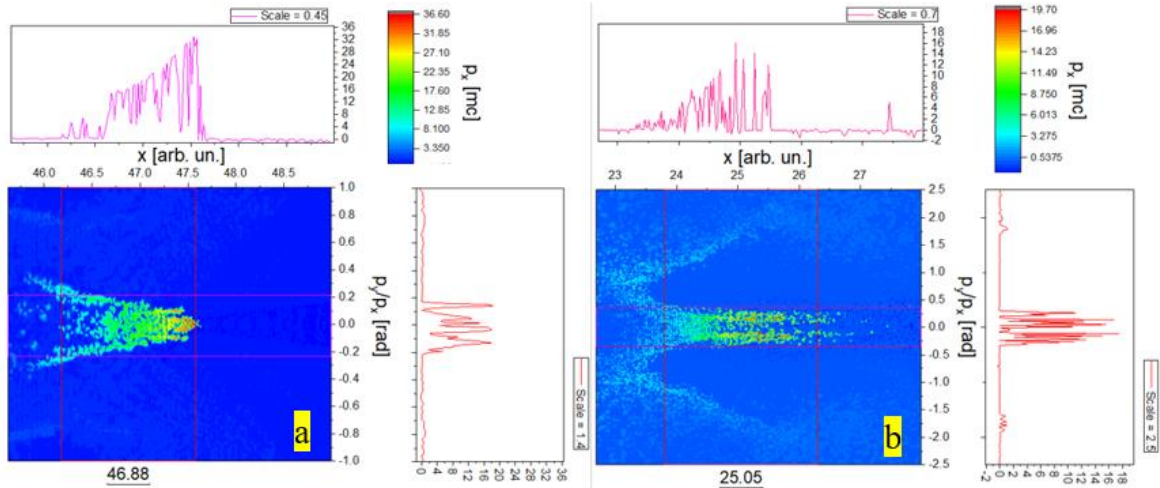


Рис. 2.19. Ілюстрація характеристики поперечного розкиду згустків:
(а) перший згусток, (б) другий згусток. Момент часу $t = 60T_0$.

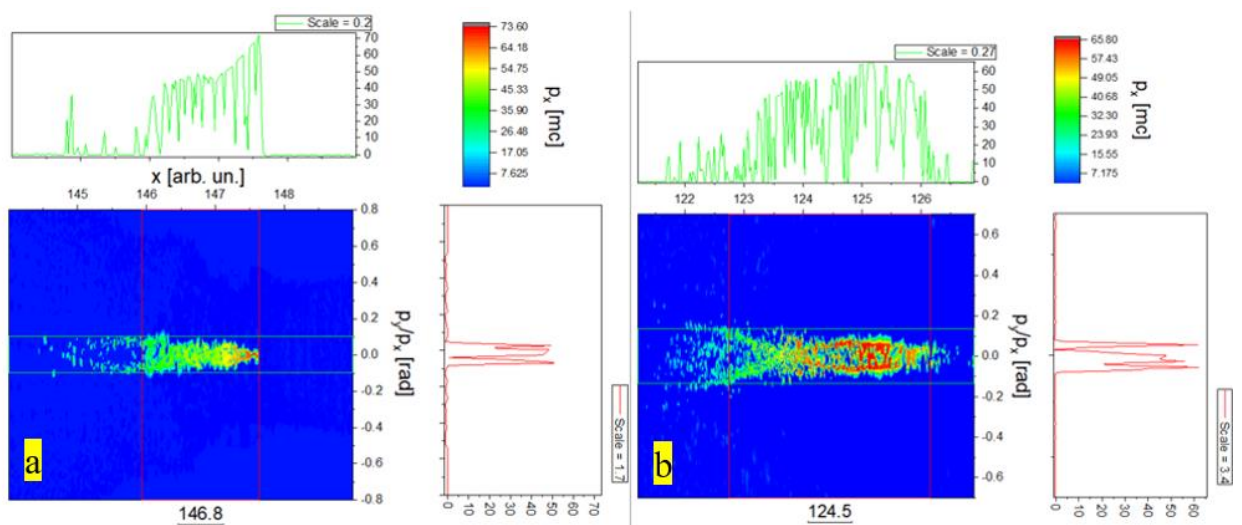


Рис. 2.20. Ілюстрація характеристики поперечного розкиду згустків:
(а) перший згусток, (б) другий згусток. Момент часу $t = 160T_0$.

Це особливо актуально при нелінійних взаємодіях, які часто спостерігаються навіть за короткий час після початку моделювання. Описаний

ефект має велике значення для практичного застосування результатів досліджень.

На рис. 2.19-2.21 зображено просторовий розподіл відношення поперечної компоненти імпульсу до поздовжньої компоненти. Значення площі прямокутника ефективно характеризує емітанс згустків (табл. 2.1).

Таблиця 2.1.

Просторовий розподіл відношення поперечної компоненти імпульсу до поздовжньої компоненти.

| № з/п | Час моделювання | Номер згустку | Характеристика емітансу (поперечний) |
|-------|-----------------|---------------|--------------------------------------|
| 1 | $t = 60T_0$ | 1-й | $5.3 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад |
| 2 | | 2-й | $1.99 \cdot 10^{-2}$ мм · мрад |
| 3 | $t = 160T_0$ | 1-й | $3.18 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад |
| 4 | | 2-й | $9.28 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад |
| 5 | $t = 260T_0$ | 1-й | $7.29 \cdot 10^{-3}$ мм · мрад |
| 6 | | 2-й | $2.12 \cdot 10^{-2}$ мм · мрад |

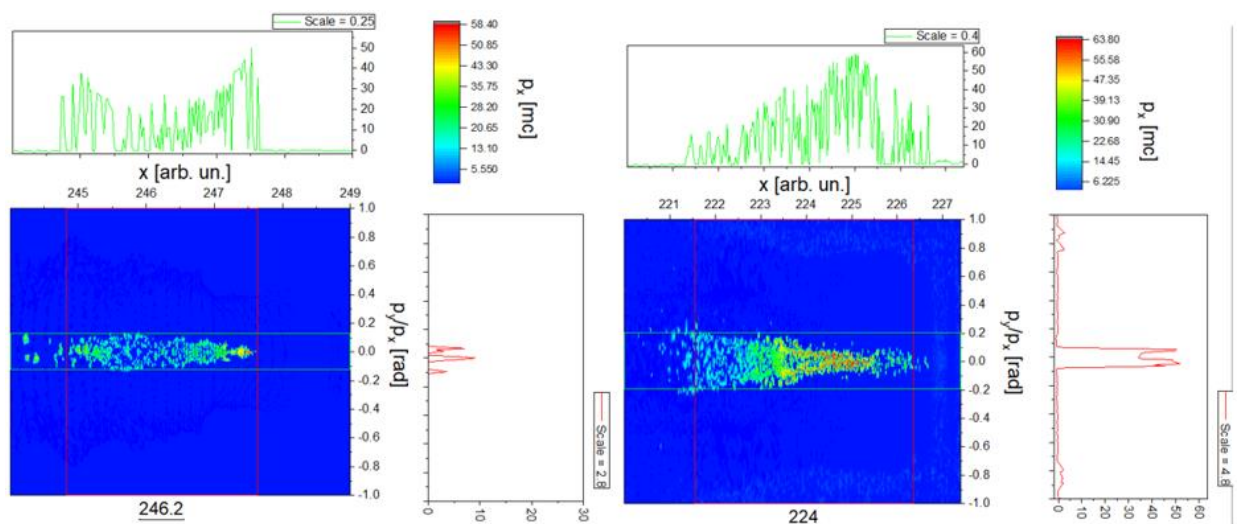


Рис. 2.21. Ілюстрація характеристики поперечного розкиду згустків:

(а) перший згусток, (б) другий згусток. Момент часу $t = 260T_0$.

Виконаємо деякі наближені розрахунки. Проаналізувавши графічні залежності, візьмемо, до прикладу, зміну імпульсу одного електрону з $p_{xp} = 22,35$ на $p_{xk} = 35,75$. Тобто, на $p_{xk} - p_{xp} = 13,4$ тс.

Використаємо $E = mc^2(\gamma - 1) = 12,4$ тс². $E = 12,4$ тс² = $6,242 \cdot 10^6$ еВ. Відстань, яку пройшов згусток, складає $200\lambda = 200 \cdot 10,6$ нм = 2120 нм. Градієнт прискорення частинки, яку ми обрали, складає: $6,242 \cdot 10^6 / 2120 \cdot 10^{-9} = 0,0029 \cdot 10^{15}$ (В/м) = $0,0029 \cdot 10^3$ ТВ/м = 2,9ТВ/м.

З порівняння рис. 2.14 та 2.16(b) очевидно, що можна зробити висновок, що через передачу енергії від згустку до хвилі, амплітуда кільватерної хвилі зростає приблизно на 2.1 ТВ/м. Ми виконали досить наближені розрахунки. Проте, збіг за порядком величин, а також, отримані дані дозволяють зробити висновок про те, що припущення про динаміку самоінжектованих згустків, а також лазеро-плазмове прискорення, є справедливими. Комбінований режим, звичайно, має перспективу до практичної реалізації.

Висновки до розділу 2.

Виконано дослідження процесу комбінованого лазеро-плазмового прискорення лазерними імпульсами та самоінжектованими згустками в твердотільній плазмі. Встановлено, що за кільватерного прискорення в твердотільній плазмі можливим є досягнення амплітуди поздовжнього поля прискорення за порядком величини близько теравольт на метр.

Досліджено впливу ефекту профілювання лазерних імпульсів на самоінжектовані згустки за збудження кільватерного поля в плазмі. Було встановлено, що профілювання лазерний імпульсів, здійснене певним чином сприяє тому, що утворюються самоінжектовані згустки з малим просторово-енергетичним (поздовжній імпульс) розкидом. Також, в області самоінжектованого згустку спостерігалось формування «плато» – області, в якій спостерігається близьке до 0 значення поперечної (радіальної) кільватерної сили.

Продемонстровано динаміку самоінжектованих електронних згустків за допомогою числового моделювання в нелінійному режимі при самоузгодженій зміні механізму прискорення електронного згустку плазмовим кільватерним полем, збудженого лазерним імпульсом, на комбінований механізм прискорення електронного згустку кільватерним полем, яке збуджується лазером та самоінжектованим електронним згустком. Було виявлено, що за збудження кільватерного поля послідовністю лазерних імпульсів з подальшим утворенням самоінжектованих згустків, призводить до формування комбінованого режиму лазеро-плазмового прискорення, за якого енергія перших самоінжектованих згустків передається хвилі й в подальшому до наступних самоінжектованих згустків. Це дозволяє збільшити амплітуду кільватерного поля прискорення.

РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ОДНОРІДНІЙ ТА НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ ЗГУСТКАМИ ТА ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ

3.1. Використання неоднорідності плазми задля поліпшення ефективності прискорення згустків.

У відповідності до пропозицій в дослідженнях проф. Таджими [6], [9], як це було розглянуто в розділі 1 – огляді літератури, вивчалось збудження кільватерного поля в плазмі твердотільної густини. Досягненню найбільших значень полів прискорення сприяє збудження кільватерних полів рентгенівськими лазерами. Проте, як випливає з результатів розділу 2, суттєвою проблемою залишається потрапляння з часом самоінжектованого згустку в фазу уповільнення кільватерної хвилі. Це призводить до втрати енергії згустком, внаслідок чого прискорення згустку стає неефективним. В розглянутій дисертаційній роботі пропонується спосіб, що може допомогти запобігти цьому процесу. В роботі пропонується підтримувати процес прискорення шляхом збереження положення самоінжектованого згустку в області фази прискорення кільватерної хвилі за допомогою використання неоднорідної плазми. Результати дослідження висвітлено в [4].

Таким чином, можна стверджувати, що розглядається спосіб підтримки фазової синхронізації з використанням неоднорідної плазми, що призводить до збільшення градієнта прискорення та енергії прискореного згустку порівняно з випадком самоінжекції та прискорення в однорідній плазмі. Досліджені процеси, за яких переважний ефект має числове розв'язання задачі. Вивчався розподіл густини частинок (просторовий розподіл) самоінжектованих згустків.

Порівняємо два випадки – збудження кільватерного поля в однорідній та неоднорідній плазмі й виявимо особливості самоінжекції, що дозволяють зберігати фазову синхронізацію лазерного імпульсу. Кільватерне поле збуджується в плазмі одним лазерним імпульсом з амплітудою $a = 3$. Густина

електронів плазми складає $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Розглядалися нерухомі іони. За $a = 1$ амплітуда поля $E = 48,56 \text{ ТВ/м}$. Довжина та ширина системи відповідно складають 300λ та 50λ . На рис. 3.1 та рис. 3.2 зображені результати моделювання збудження лазерним імпульсом кільватерного поля в однорідній плазмі.

В кільватерному процесі формуються відповідні структури. На рис. 3.1 можна бачити, що утворений самоінжектований згусток знаходиться в фазі прискорення кільватерної хвилі. В області самоінжектованого згустку максимальне значення поля прискорення досягає $4,9 \text{ ТВ/м}$. На рис. 3.2 зображено картину моделювання для часу $t = 180T_0$. Є очевидним, що самоінжектований згусток залишає фазу прискорення, знаходчись приблизно на половині кільватерного пузиря, після чого, продовжує рух. Тоді, потрапивши в фазу уповільнення, згусток почне втрачати енергію. Тож, це призведе до суттєвого погіршення ефективності прискорення та як, наслідок, зменшення амплітуди поля прискорення. В розглянутій дисертації пропонується спосіб вирішення цієї проблеми – використання неоднорідної плазми, лінійно зростаючої за густиною електронів. На рис. 3.1 можна бачити, що кільватерний пузир за довжиною дорівнює плазмовій хвилі.

Взагалі, відомо, що довжина кільватерного пузиря дорівнює довжині нелінійної плазмової хвилі. Зміна густини плазми призводить до зміни довжини плазмової хвилі та, як наслідок, до зміни довжини кільватерного пузиря.

Тож, якщо зменшити довжину кільватерного пузиря вдвічі за той час, допоки самоінжектований згусток дійде до його середини, використовуючи лінійний поздовжній розподіл густини електронів плазми, можливим стає постійне (протягом деякого часу) утримання самоінжектованого згустку електронів в фазі прискорення кільватерної хвилі.

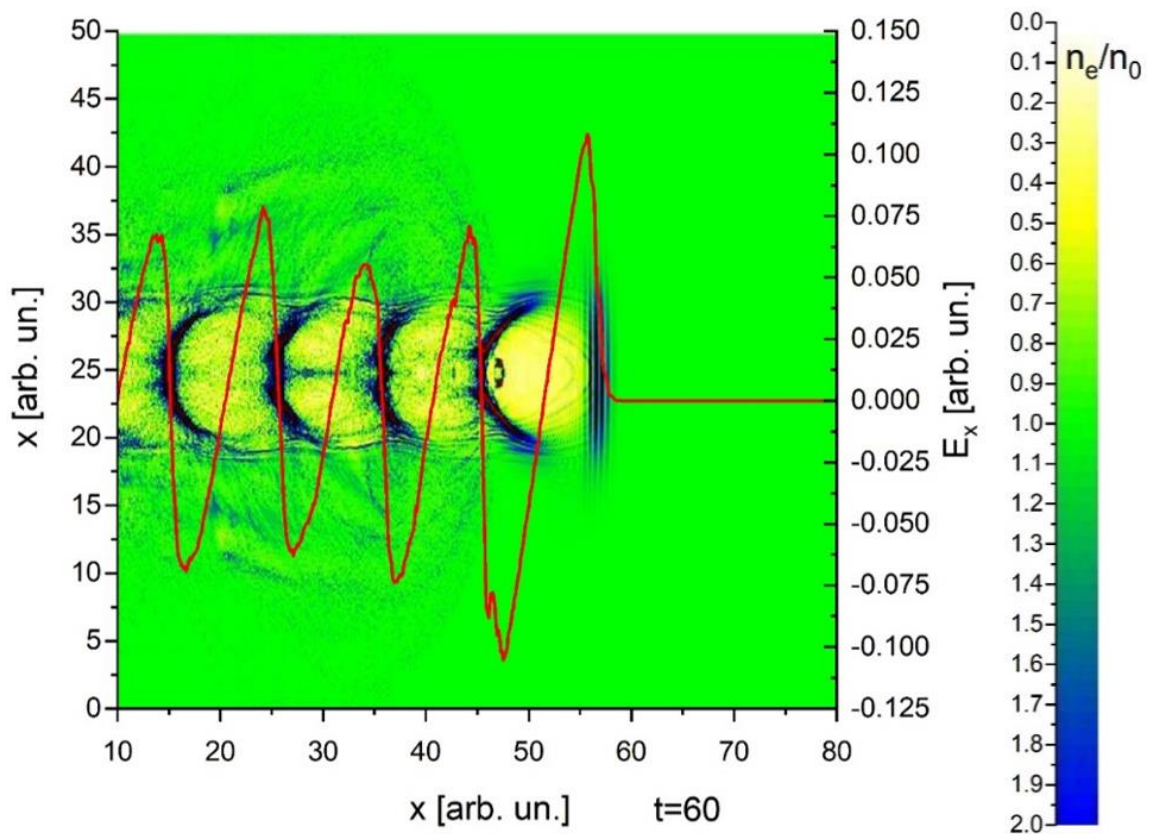


Рис. 3.1. Збудження кільватерного поля лазерним імпульсом. Розподіл густини електронів в залежності від поздовжньої та поперечної координати. Графік поздовжнього кільватерного поля прискорення E_x . Час $t = 60T_0$. Плазма однорідна.

Максимальний градієнт прискорення знаходиться на другій кромці кільватерного пузиря. Фактично, завдяки зменшенню довжини плазмової хвилі, ми спостерігаємо, що максимальний градієнт прискорення знаходиться поблизу згустку.

Тоді, при певному виборі неоднорідності густини плазми, задня кромка рухається синхронно з прискореним згустком, а прискорений згусток при прискоренні знаходиться в області максимального градієнта прискорення. На рис. 3.3-3.5 зображено результати в неоднорідній плазмі.

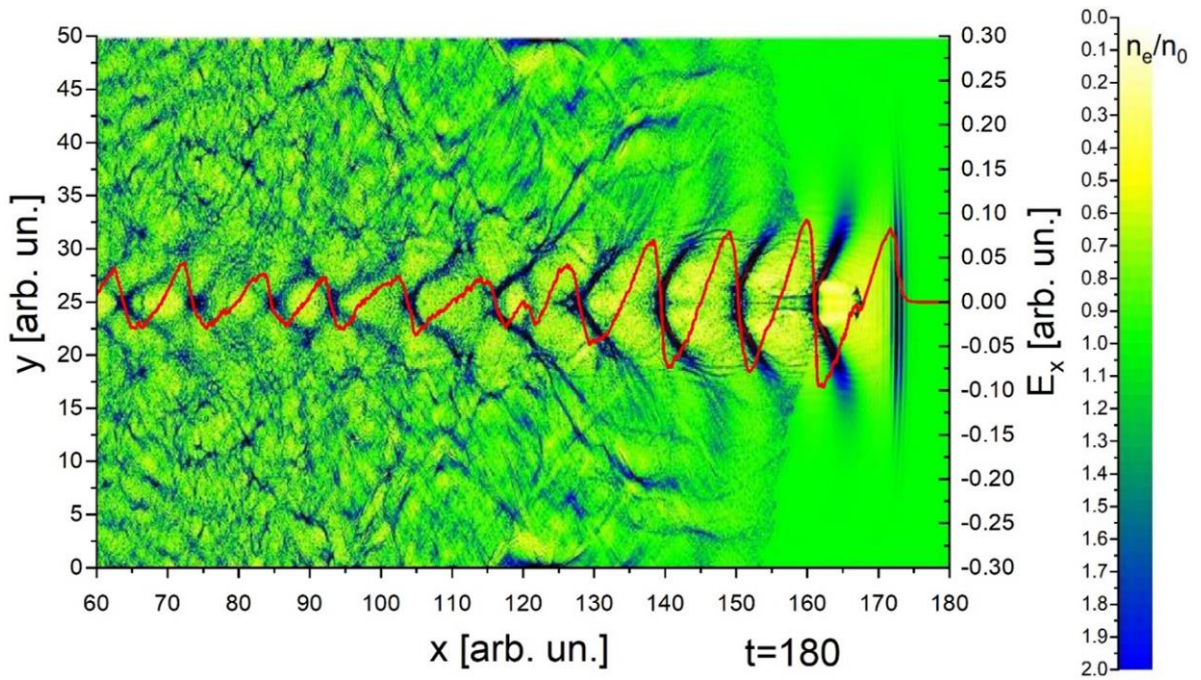


Рис. 3.2. Збудження кільватерного поля лазерним імпульсом. Розподіл густини електронів в залежності від поздовжньої та поперечної координати. Графік поздовжнього кільватерного поля прискорення E_x . Час $t = 180T_0$. Плазма однорідна.

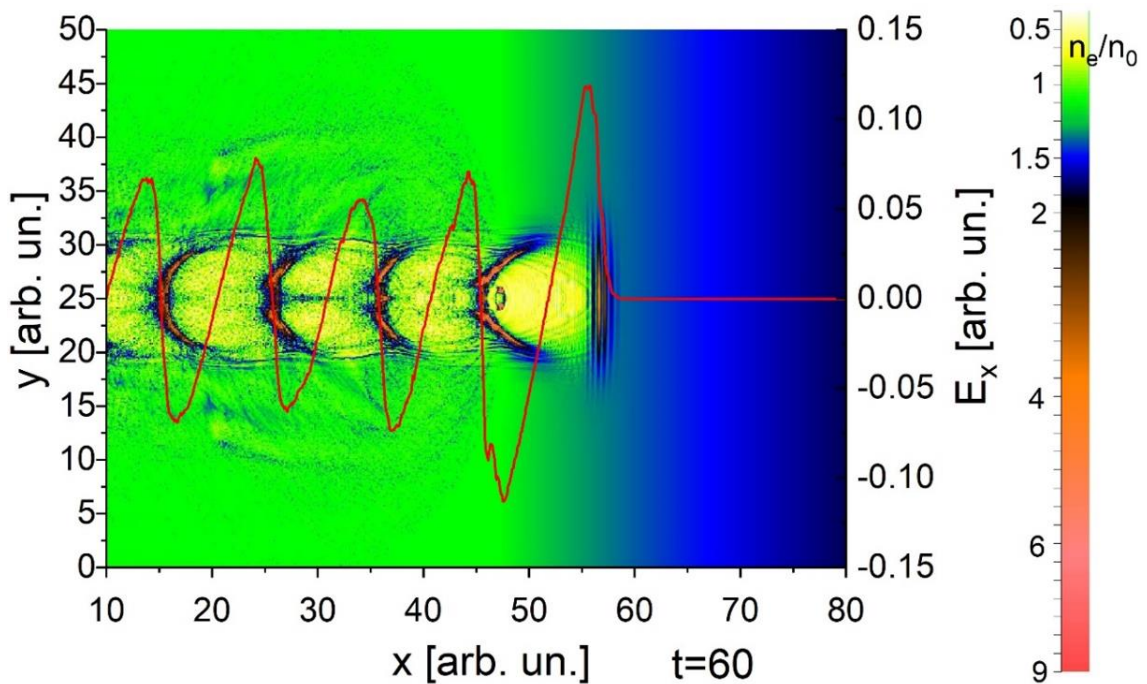


Рис. 3.3. Збудження кільватерного поля лазерним імпульсом. Розподіл густини електронів в залежності від поздовжньої та поперечної координати. Графік поздовжнього кільватерного поля прискорення E_x . Час $t = 60T_0$. Плазма неоднорідна.

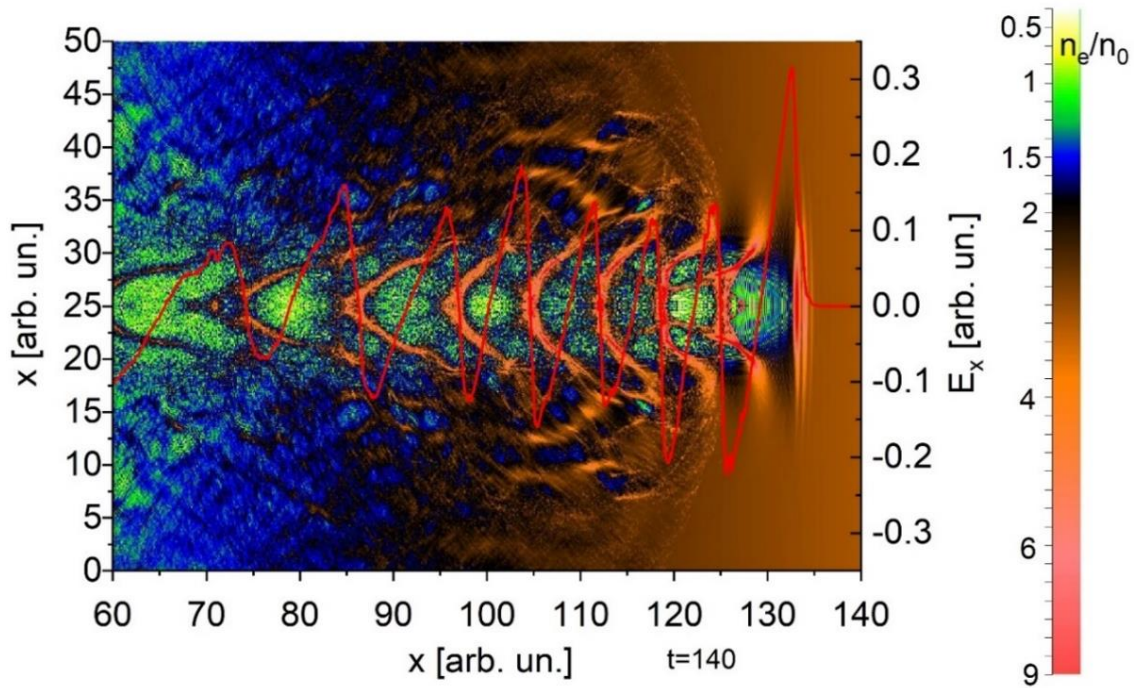


Рис. 3.4. Збудження кільватерного поля лазерним імпульсом. Розподіл густини електронів в залежності від поздовжньої та поперечної координати. Графік поздовжнього кільватерного поля прискорення E_x . Час $t = 140T_0$. Плазма неоднорідна.

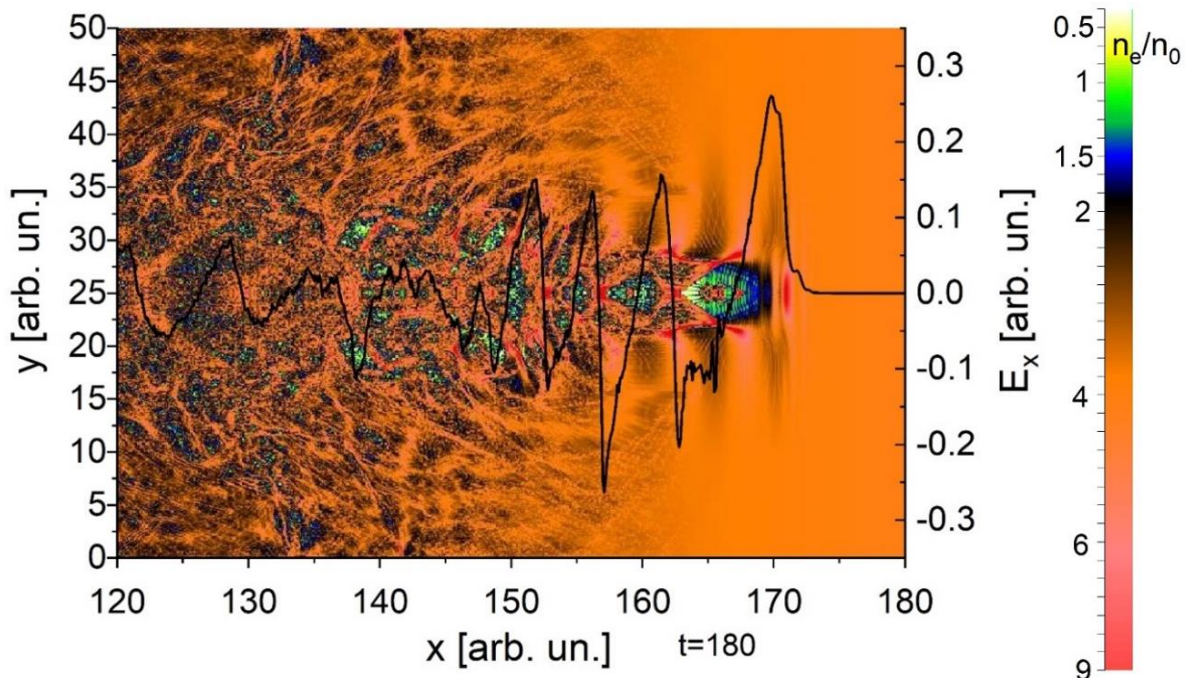


Рис. 3.5. Збудження кільватерного поля лазерним імпульсом. Розподіл густини електронів в залежності від поздовжньої та поперечної координати. Графік поздовжнього кільватерного поля прискорення E_x . Час $t = 180T_0$. Плазма неоднорідна.

Таким чином, вчасно зменшуючи довжину кільватерного пузиря, можливим буде утримувати самоінжектований згусток на другій кромці кільватерного пузиря в області найбільшого градієнта прискорювання.

Довжина системи моделювання складала 300λ вздовж осі x . Для того, щоби забезпечити необхідне зростання густини плазми для підтримки фазової синхронізації, слід в проміжку від $x_1 = 47\lambda$ до $x_2 = 167\lambda$ забезпечити зміну n_e за законом $n_e = n_{0e}((x - 47\lambda)/40\lambda + 1)$, де n_{0e} – це початкова густина електронів (в однорідній плазмі n_{0e} , що розглядається, дорівнює n_e). Завдяки цьому, вдається зменшити довжину плазмової хвилі вдвічі. Це призводить до зменшення на приблизно 60% відсотків від первинного пузиря (з порівняння рис. 3.5 та рис. 3.3. З рис. 3.4 та за результатами дослідження можна бачити, що, таким чином, протягом досить тривалого часу в $120T_0$ періодів лазера, зберігається фазова синхронізація самоінжектованого згустку та кільватерного поля прискорення. Відхилення в 10% довжини пузиря (не 50%, а 60%, про що зазначено вище) можна пояснити тим, що ми розглядаємо виключно нелінійні процеси й лінійні припущення відповідають картині моделювання лише з певною точністю. На рис. 3.6-3.7 зображено розподіл поздовжньої компоненти імпульсу самоінжектованих згустків.

Порівняння рис. 3.2 та 3.5 дозволяє зробити висновок, що амплітуда кільватерного поля прискорення, в якому прискорюється самоінжектований згусток, у випадку неоднорідної плазми в 2 рази перевищує амплітуду у випадку однорідної. Подібне співвідношення також спостерігається для кільватерного поля прискорення після першого самоінжектованого згустку.

Таким чином, з рис. 3.2 видно, що в момент, коли процес прискорення самоінжектованого згустку фактично зупинився в однорідному випадку, в неоднорідному випадку (рис. 3.5) значна частина згустку прискорюється полем $E_x \approx 0,1$, що дорівнює початковому полю прискорення в однорідному випадку. На рис. 3.6-3.7 можна бачити, розподіл поздовжньої компоненти імпульсу самоінжектованих згустків через 140 лазерних періодів після початку прискорення.

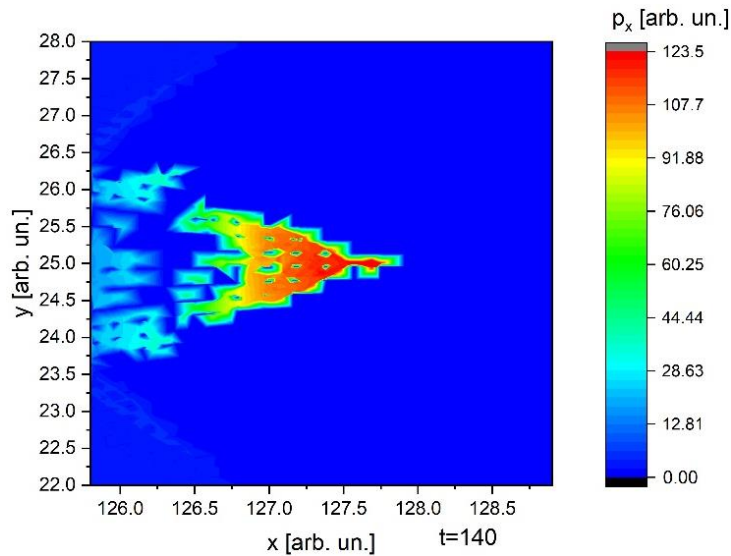


Рис. 3.6. Розподіл поздовжньої компоненти імпульсу p_x в залежності від поздовжньої та поперечної координати. p_x нормовано на mc . Час $t = 140$
Плазма *неоднорідна*.

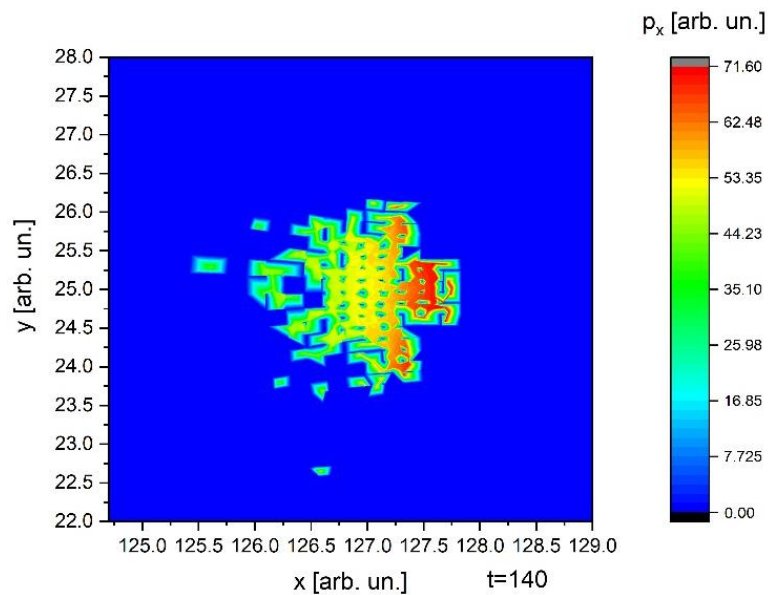


Рис. 3.7. Розподіл поздовжньої компоненти імпульсу p_x в залежності від поздовжньої та поперечної координати. p_x нормовано на mc . Час $t = 140$
Плазма *однорідна*.

Порівняння рис. 3.6 та 3.7 дозволяє зробити висновок про ефективність фазової синхронізації та утримання самоінжектованого згустку в області максимального градієнта прискорення. А саме, самоінжектований та прискорений згусток електронів має більшу енергію у разі фазової

синхронізації та утримання самоінжектованого згустку в області максимального градієнта прискорення.

3.2. Дослідження питання утримання самоінжектованих згустків у фазі прискорення кільватерної хвилі за використання напівкосинусних лазерних імпульсів-драйверів.

За допомогою числового моделювання розглянуто збудження лазерним імпульсом кільватерного поля в плазмі. Розглянуто густину плазми, близьку до густини вільних електронів у металах. Розглядається профільований імпульс. Профілювання досягається за допомогою «напівкосинусного» імпульсу з розподілом інтенсивності в діапазоні від 0 до $\pi/2$. Результати дослідження висвітлено в [3].

Основні параметри системи: густина електронів плазми (незбурена), на яку нормована густина на графіку, $n_{0e}=10^{23}$ см⁻³, відношення частоти плазми до частоти лазера $\omega_{pe}/\omega_0=0,1$, де ω_0 – частота лазера, ω_{pe} – плазмова частота. Довжина хвилі лазера становила $\lambda_1=10,6$ нм. Усі довжини, відстані та координати були нормовані на довжину хвилі лазера λ_1 . Лазерний імпульс поширювався вздовж осі системи. Довжина вікна моделювання становила 800, ширина 50. Амплітуда лазера $a=EE_0^{-1}$ була нормована на перекидне поле $E_0=m_e c \omega_0 (2\pi e)^{-1}$. Нормування сили, відповідно, $F_0=m_e c \omega_0 / 2\pi$. Співвідношення мас іонів і електронів становило 1836. Час нормовано на період електромагнітної хвилі T_0 . Розглядається лазерний імпульс з наступними параметрами: амплітуда $a=5$, півдовжина дорівнює 3, півширина на піввисоті дорівнює 4. Для косинусного імпульсу вказані просторові розміри, для напівкосинусного - лазерний імпульс вдвічі менше. Відомо, що самоінжектований згусток, рухаючись вздовж кільватерної бульбашки, переходить у фазу гальмування кільватерної хвилі. Процес починається після того, як самоінжектований згусток досягає середини кільватерної бульбашки. Це призводить до зупинки процесу прискорення та втрати енергії самоінжектованим згустком. Основна ідея використання неоднорідності, як

вже зазначалося, полягає в тому, що за час, поки самоінжектований згусток з точки інжекції досягне середини кільватерної бульбашки в однорідному випадку, густина плазми збільшиться в 4 рази. Це призведе до дворазового зменшення довжини плазмової хвилі і, як наслідок, до стабілізації положення самоінжектованого згустку в області фази прискорення кільватерної хвилі.

На рис. 3.8 зображено графік залежності густини в процесі збудження кільватерного поля в плазмі лазерним імпульсом. Схема моделювання в однорідному та неоднорідному випадках однакова. Можна спостерігати самоінжектований згусток, який щойно сформувався і починає рух вздовж кільватерної бульбашки ($t=60T_0$).

Рисунок 3.9 характеризує картину моделювання в однорідному випадку в момент, коли самоінжектований згусток наближається до точки, коли прискорююче кільватерне поле $E_x=0$.

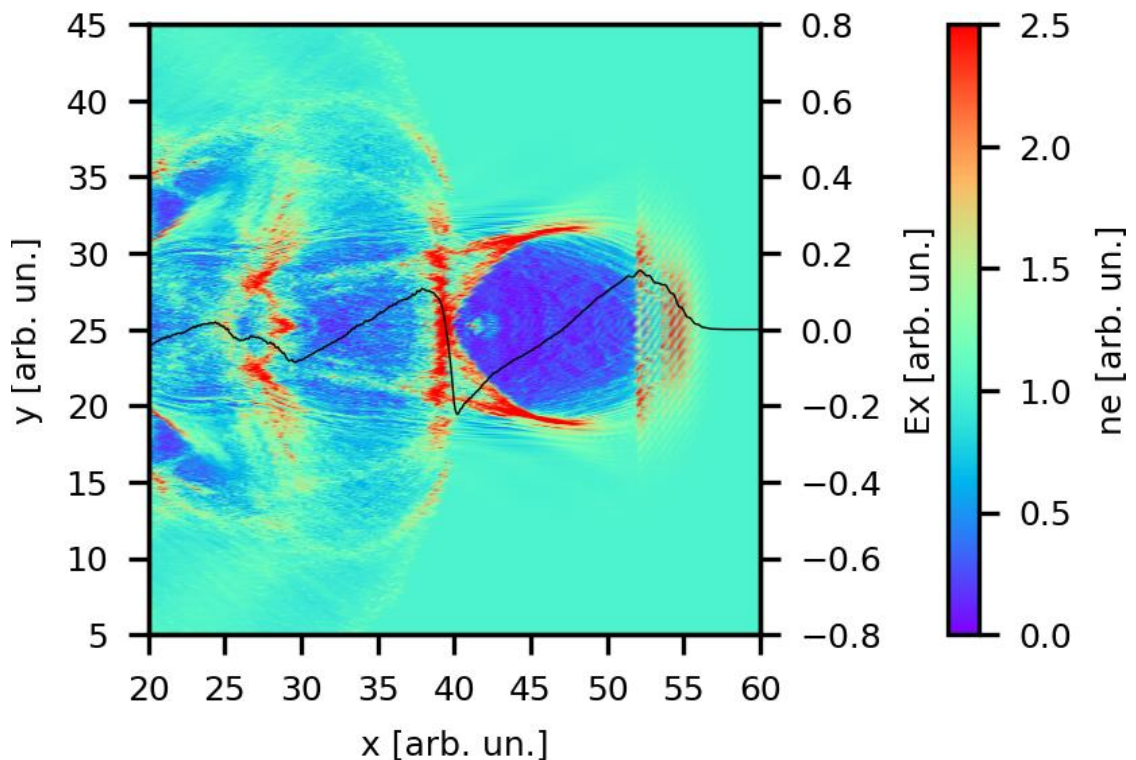


Рис. 3.8. Розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ і поздовжнє поле прискорення $E_x(x)$, $t=60T_0$. Півкосинусний розподіл лазерного імпульсу як в однорідному, так і в неоднорідному випадку.

Порівняння рис. 3.9 та 3.10, однорідних і неоднорідних випадків в одні і ті ж моменти часу, вказує на те, що завдяки використанню поздовжньо неоднорідної плазми можна утримувати самоінжектований згусток у фазі прискорення, майже в точці інжекції.

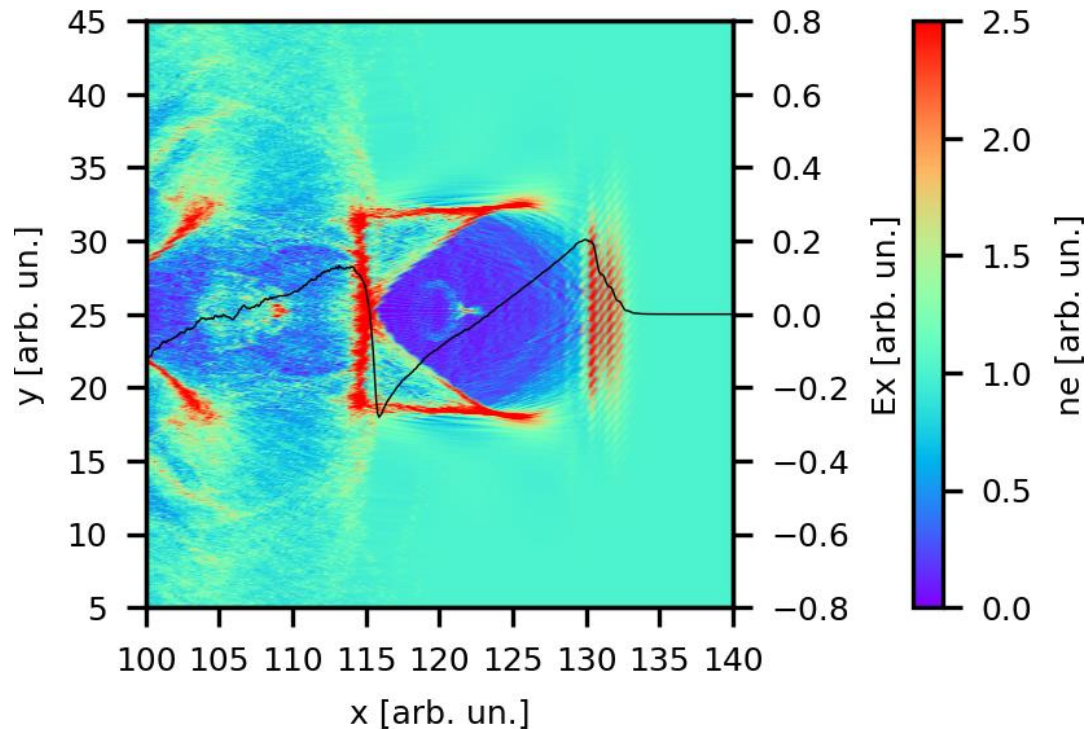


Рис. 3.9. Розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ та поздовжнього поля прискорення $E_x(x)$, $t=140T_0$. Півкосинусний розподіл в однорідному випадку.

У той же час, коли самоінжектований згусток потрапляє в нульове поле в однорідному випадку, а потім рухається до фази уповільнення кільватерної хвилі.

На рисунку 3.11 показано випадок повного косинусного розподілу інтенсивності лазера. Очевидно, перевага використання профілювання, завдяки якому спостерігається стабілізація згустків, зменшується їхнє поперечне розширення.

На рисунку 3.12 показано розподіл поздовжньої складової імпульсу самоінжектованого згустку одночасно в однорідному та неоднорідному випадках, коли ефект неоднорідності ще не відчувається у випадку напівкосинусного лазера. Можна спостерігати стабільний згусток, але малі значення імпульсу.

Порівнюючи рис. 3.12 та 3.13, можна зробити висновок, що в неоднорідному випадку, коли самоінжектований згусток досягає середини кільватерної бульбашки, відбувається збільшення поздовжнього імпульсу в 2,2 рази, якщо порівнювати імпульси згустку в моменти $t=60T_0$ і $t=140T_0$.

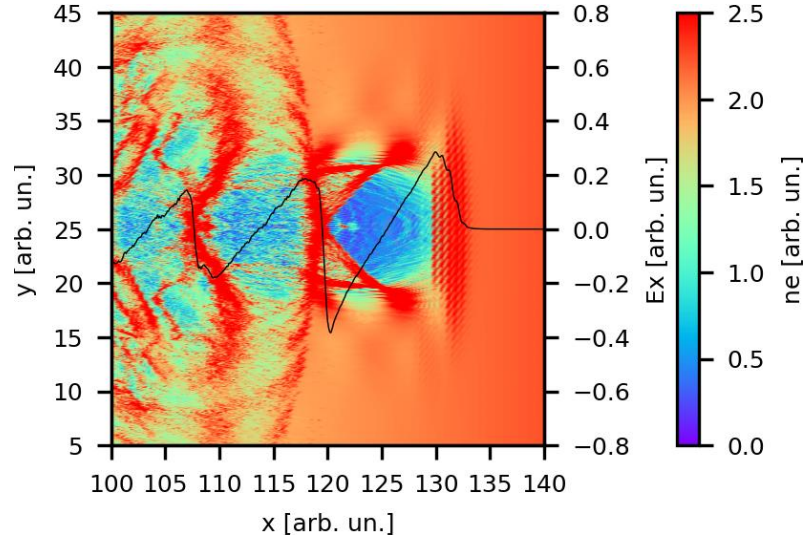


Рис. 3.10. Розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ та поздовжнього поля прискорення $E_x(x)$, $t=140T_0$. Півкосинусний розподіл в неоднорідному випадку.

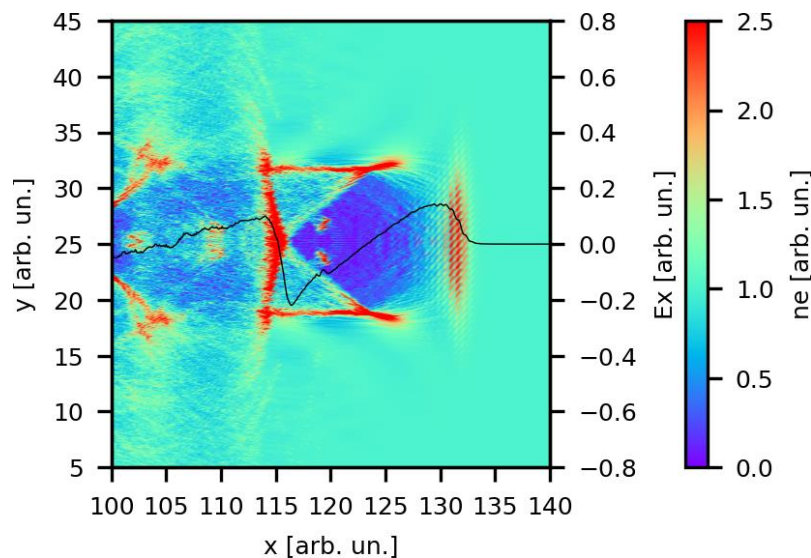


Рис. 3.11. Розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ та поздовжнього поля прискорення $E_x(x)$, $t=140T_0$. Косинусний розподіл в однорідному випадку.

За імпульс на основі графічних залежностей прийнято середній імпульс в головній регіоні згустку. Досліджено, що приріст енергії в неоднорідному випадку порівняно з однорідним досягає 3. В однорідному випадку внаслідок

руху самоінжектваного згустку вздовж кільватерної бульбашки при моменту 140 поздовжнє поле в регіоні згустку в нормованих одиницях досягає приблизно 0,0354. У неоднорідному випадку, через утримання згустку поблизу точки інжекції, одночасно в регіоні згустку значення поля поздовжнього прискорення становить 0,2681. Таким чином, за рахунок використання неоднорідності плазми спостерігається збільшення поля прискорення згустку приблизно в 7,6 рази.

При напівкосинусному розподілі інтенсивності, коли плазма є неоднорідною, в момент часу $t=140T_0$ спостерігається утворення самоінжектваних згустків з мінімальним просторовим розподілом у поперечному напрямку. Це контрастує з однорідним випадком.

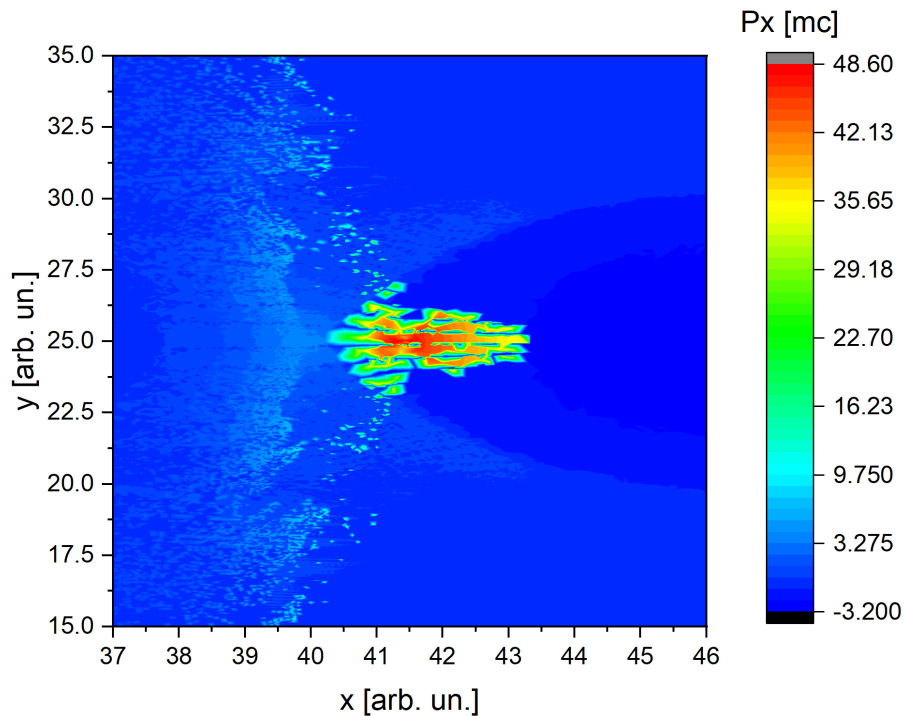


Рис. 3.12. Розподіл поздовжньої складової імпульсу $P_x(x, y)$ електронів самоінжектваного згустку, $t=60T_0$. Півкосинусний розподіл як в однорідному так й у неоднорідному випадках.

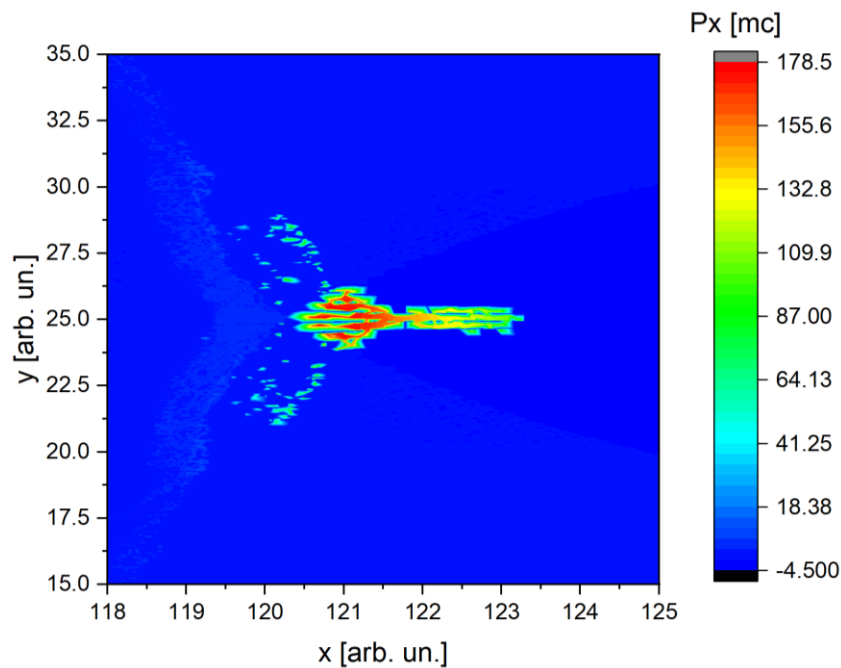


Рис. 3.13. Розподіл поздовжньої складової імпульсу $P_x(x, y)$ електронів самоінжектowanego згустку, $t=140T_0$. Півкосинусний розподіл в неоднорідному випадку.

3.3. Дослідження утворення каверн в критичній точці та придушення поперечної неоднорідності за процесу інерційного термоядерного синтезу.

Розглядається проблема згладжування поперечної неоднорідності в критичній точці в зоні утворення ударної хвилі при взаємодії s- та р-поляризованих лазерних імпульсів з неоднорідною в поздовжньому (вздовж x) плазмою при інерційному синтезі. Зроблено висновок, що при взаємодії s- і р-поляризованих лазерних імпульсів з неоднорідною в поздовжньому напрямку плазмою в інерційному синтезі поперечна (вздовж y) неоднорідність може самоузгоджено загасати в критичній точці в області утворення ударної хвилі. Іони розглядаються з урахуванням їх рухливості.

Числовим моделюванням було показано, що до критичної точки $x < x_{cr}$ (розташованої в x_{cr}) можуть утворюватися канали меншої (аніж незбурена густина плазми n_{0e}) електронної густини плазми, що оточені валами підвищеної електронної густини плазми (що можуть діяти як дзеркала

розсіювання для електромагнітних хвиль). Канали спрямовані під кутом до напрямку поширення інжектованого лазерного імпульсу.

У критичній точці на кінцях кутових каналів спочатку утворюються порожнини електронної густини плазми. Потім спостерігається, що шлейф (спрямований у поперечному напрямку (вздовж y)) порожнин об'єднується в один рівномірний поперечний канал. Таким чином, неоднорідність електронної густини плазми в критичній точці в області утворення ударної хвилі самоузгоджено згладжується.

3.3.1. Постановка задачі та загальний опис фізичного процесу.

Добре відомий самоузгоджений розвиток нестійкостей утворення локалізованих неоднорідностей, таких як короткі одиночні збурення ([141], [142]), короткі одиночні порожнини, що рухаються зі швидкістю світла [143] із захопленою електромагнітною хвилею та одиночні кавітони із захопленою хвилею Ленгмюра [144].

При інерційному синтезі важливе значення має також утворення ударної хвилі, подвійного електричного шару і порожнин [127], [128]. Однак, самоузгоджене згладжування неоднорідностей пондеромоторною силою і тиском гарячих частинок плазми майже не відомо.

Демпфування самоузгодженого розвитку поперечної неоднорідності при інерційному синтезі є дуже важливим [145].

В запропонованій задачі (підрозділі) досліджується за допомогою числового моделювання згладжування поперечної неоднорідності у критичній точці, в зоні утворення ударної хвилі (без зіткнень) при взаємодії лазерних імпульсів з s- та p- поляризацією з неоднорідною в поздовжньому напрямку плазмою в інерційному синтезі. Досліджено перетворення збурення в однорідний канал у поперечному напрямку.

Вивчено, що при взаємодії лазерних імпульсів з s- та p- поляризацією з неоднорідною в поздовжньому напрямку (вздовж x) плазмою в інерційному синтезі поперечна (вздовж y) неоднорідність може загасати в критичній точці

в області утворення ударної хвилі. Іони розглядаються з урахуванням їх рухливості.

Числовим моделюванням було показано, що до критичної точки (розташованої в $x = x_{cr}$) можуть утворюватися канали, розташовані під кутом, зі зниженою густиною електронів плазми, що оточені «валами» підвищеної електронної густини плазми (які діють як «дзеркала розсіювання» для електромагнітних хвиль).

У критичній точці на кінцях кутових каналів спочатку утворюються порожнини електронної густини плазми. Тобто на кінці кожного каналу утворюється порожнина.

Електромагнітне поле затримується і накопичується в порожнині. Половина довжини електромагнітної хвилі поміщається всередину порожнини. Потім спостерігається, що ланцюг порожнин, спрямованих у поперечному напрямку (вздовж y), об'єднується в один рівномірний поперечний канал. Як зазначалося, неоднорідність електронної густини плазми в критичній точці в області утворення ударної хвилі послідовно гаситься (згладжується).

Половина довжини хвилі електромагнітної хвилі також розміщується (в поздовжньому напрямку x) всередині однорідного (вздовж y) каналу. Цей однорідний канал виникає внаслідок комбінованого впливу сусідніх лазерних імпульсів у критичній точці на межі дотику у поперечному напрямку сусідніх лазерних імпульсів або на кінчиках кутових каналів зниженої електронної щільності плазми, які можуть утворитися до критичної точки.

Однорідний канал у поперечному напрямку утворюється завдяки пондермоторній силі сусідніх лазерних імпульсів і може бути індукований градієнтом тиску плазми.

Рівномірний канал у поперечному напрямку також створюється завдяки тому, що інжектований в поздовжньому напрямку лазерний імпульс розсіюється кутовими каналами в поперечному напрямку.

3.3.2. Система моделювання.

Автором пропонується розглянути задачу про проникнення лазерного імпульсу в неоднорідну плазму. Задача спрощується за розглядання 2D наближення, в якому немає залежності від координати z . Координата x являє собою напрямок зміни густини плазми, а також напрямок поширення лазерного імпульсу.

Густина електронів плазми $n_e(x)$ зростає лінійно від 0 до значення $n_{e\max} = 2n_{cr}$, де n_{cr} – це критична густина електронів плазми $n_{cr} = m_e \omega_0^2 (4\pi e^2)^{-1}$. В поздовжньому напрямку профіль лазерного імпульсу відповідає закону $\left(\cos\left(k_l(x - V_g t)\right)\right)^2$, де $k_l = 2\pi l^{-1}$, l – довжина лазерного імпульсу, V_g – групова швидкість лазерного імпульсу. Подібний розподіл є дуже близьким до розподілу за законом Гаусса. В поперечному напрямку уздовж y розподіл відповідає закону Гаусса. Поздовжній і поперечний розміри лазерного імпульсу вибираються довшими за довжину хвилі плазми. Довжина на половині максимуму лазерного імпульсу дорівнює 50λ (вздовж x), а ширина на половині максимуму дорівнює 2λ . Окремо розглядаються випадки s поляризації (E_z, B_y) та p поляризації (E_y, B_z) лазерної хвилі. Нормалізоване значення амплітуди лазера дорівнює $a = 0,034$. $EE_0^{-1} = a$. $E_0 = m_e c \omega_0 (2\pi e)^{-1}$ – нормування для всіх амплітуд електричних та магнітних полів, де m_e – маса електрону, c – швидкість світла, e – елементарний заряд, ω_0 – частота лазера. Незбурена густина плазми дорівнює $n_{0e} = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Співвідношення плазмової та лазерної частот складає $\omega_{pe} \omega_0^{-1} = \sqrt{2} \approx 1,4142$. Область моделювання являла собою прямокутник (x, y) . В поздовжньому напрямку $0 < x < 300\lambda$, в поперечному напрямку $0 < y < 50\lambda$. Лазерний імпульс інjektується крізь плазму через ліву межу з умовного регіону з $n_e = 0$ та рухається крізь плазму.

Крок моделювання за часом складає $\tau = 0,05$. Час моделювання нормовано на період лазерного імпульсу $T_0 = 2\pi\omega_0^{-1}$. Число частинок в

комірках дорівнювало 8, повне число частинок складало приблизно $15,96 \cdot 10^6$. Повний час моделювання складав $t = 800T_0$ періодів лазеру.

При моделюванні граничні умови для електромагнітного поля є періодичними в поперечному напрямку (вздовж y). Це дозволяє описати взаємодію лазерного імпульсу з великою фокальною плямою, яка модулюється на відстані 50λ , з урахуванням сусідніх вздовж y імпульсів, тобто відповідає цугу лазерних імпульсів (вздовж y), інжектованих в плазму (вздовж x).

За результатами моделювання, беручи до уваги періодичні граничні умови, це означає, що модуляції (на відстані 50λ) інтенсивного лазерного імпульсу можна ефективно згладжувати, що є дуже важливим результатом для практичного застосування в контексті інерційного синтезу.

3.3.3. Результати досліджень.

Спочатку розглядався лазерний імпульс з поляризації. На рис. 3.14, 3.15 та 3.16 зображено просторовий розподіл густини електронів плазми $n_e(x, y)$ та значення компонент електричного поля $E_z(x)$, $E_x(x)$, $E_y(x)$ в момент часу $t = 500$ (в нормованих одиницях). $E_z(x)$ – амплітуда електричного поля лазеру. Ми бачимо, що у всьому діапазоні утворюється сильно збурена область $130 < x < 146$ (тобто $n_e \leq n_{cr}$).

Тоді, наближаючись до більш щільної області ($x > 105$ на рис. 3.14), збурення зростають скрізь за рахунок резонансної реакції резонансної області на початок (голову) гауссового лазерного імпульсу (але амплітуда збурень зменшується вздовж y , з віддаленням від осі).

Дійсно, при $t = 500$, гауссовий передній фронт лазерного імпульсу досяг критичного шару ($x = x_{cr}$) (на графіках критична густина $n_{cr} = n_e(x_{cr})$ відповідає позиції $x = 140$). У цей час формуються подовжені шари зниженої електронної густини плазми для $x < x_{cr}$, подібно до вигнутої гребінки шарів електронної густини (такі шари в 2D будуть відповідати плазмовим каналам у реальній 3D фізичній ситуації).

Ці шари оточені валами підвищеної електронної густини плазми, які діють як відбиваючі дзеркала для електромагнітних хвиль. Ці шари знаходяться під деякими кутами до осі x , що показує вплив розсіювання в поперечному напрямку поблизу $n_e = n_{cr}$. Це призводить до сильного розширення лазера. В той самий час електромагнітна хвиля може тривалий час затримуватися на окремих ділянках каналів, проникаючи до критичної точки, що призводить до утворення цугу порожнин із захопленням лазерним полем за $x \approx x_{cr}$. З рис. 3.14 видно, що електромагнітне поле, проникаючи вздовж каналів, затримується і накопичується в порожнинах.

Отже, амплітуда електромагнітного поля максимальна в порожнині, яка містить половину довжини електромагнітної хвилі. Це призводить до розподілу полів $E_z(x)$, $E_x(x)$, $E_y(x)$, що представлені на рис. 3.14-3.16. Ми добре бачимо, що поля збільшуються поблизу критичної густини, тобто для $x \approx x_{cr}$. Біля критичної точки формуються дві послідовності (розподілені вздовж y) порожнин (відповідно в $x \approx 137$ та $x \approx 140$, див. рис. 3.14), перша – з меншою інтенсивністю. Плазма є первинно неоднорідна вздовж напрямку x з лінійним зростанням густини від 0 до значення $n_{e\ max} = 2n_{cr}$. Критична точка та відповідний шар на рис. 3.14 в точці $x = x_{cr} = 140$. На рис. 3.17 показано, що вся ця складна структура каналів зміщена ближче до критичної точки. У цей час стає ще зрозумілішим, що електромагнітна хвиля може накопичуватися в каналах, що проникають до критичної точки і в порожнини. Надалі розглядається р-поляризований лазерний імпульс. Подібні канали (плазмони-дзеркала) зниженої густини електронів плазми, оточені валами підвищеної електронної густини (дзеркала розсіювання електромагнітних хвиль) утворюються до критичної точки у випадку р-поляризованого лазерного імпульсу (рис. 3.22).

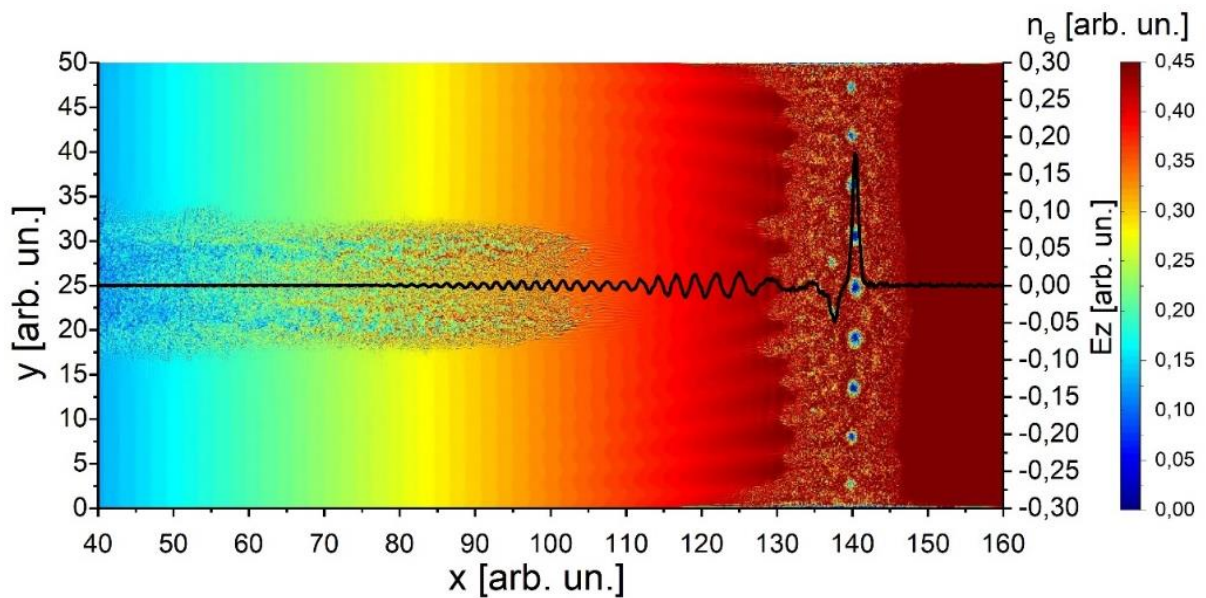


Рис. 3.14. Просторовий розподіл густини електронів плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) та поле лазерного імпульсу E_z (показано чорною лінією) в момент часу $t = 500$.

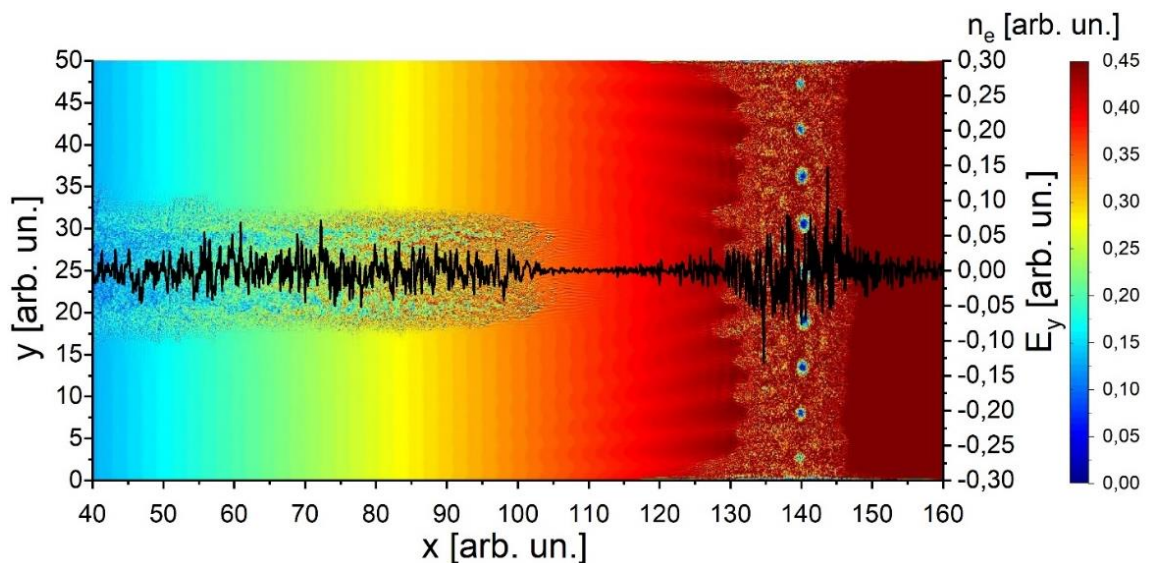


Рис. 3.15. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) та графік поля E_y (показано чорною лінією) в момент часу $t = 500$.

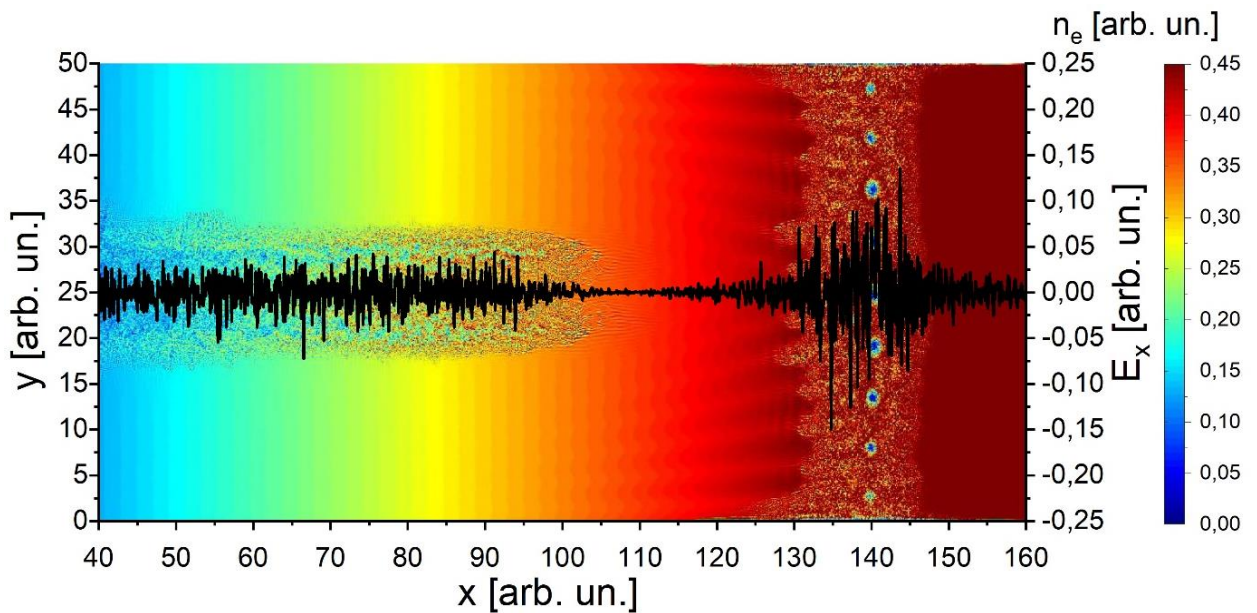


Рис. 3.16. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) і розподіл поля E_x (показано чорною лінією) в момент часу $t = 500$.

Щоб побачити один з механізмів утворення каналу, ми моделюємо взаємодію s-поляризованого гауссового лазерного імпульсу (півдовжина дорівнює 50λ , півширина імпульсу дорівнює 2λ , нормована амплітуда імпульсу дорівнює $a = 0,034$) з однорідною густиною плазми, що перевищує критичну $n_e = 2n_{cr}$. Розглядаємо випадок з нерухомими іонами.

Можна бачити, що лазерний імпульс утворює канал малої густини, в якому він проникає глибше в плазму. Також глибше в плазмі на кінці каналу лазерний імпульс утворює розгалужену систему порожнин і лазерного поля, захоплених порожнинами. Звідси можна зробити висновок, що канал, утворений лазером, індукує утворення електронних порожнин.

Слід зазначити, що дане числове моделювання проводилося в наближеннях нерухомих і рухомих іонів. Результати якісно близькі.

Як показує числове моделювання, ланцюг порожнин, показаний на рис. 3.15, є нестійким. В наступний момент часу $t = 600$ ланцюг порожнин перетворюється в однорідний у поперечному напрямку канал (рис. 3.18) із захопленим полем (рис. 3.19).

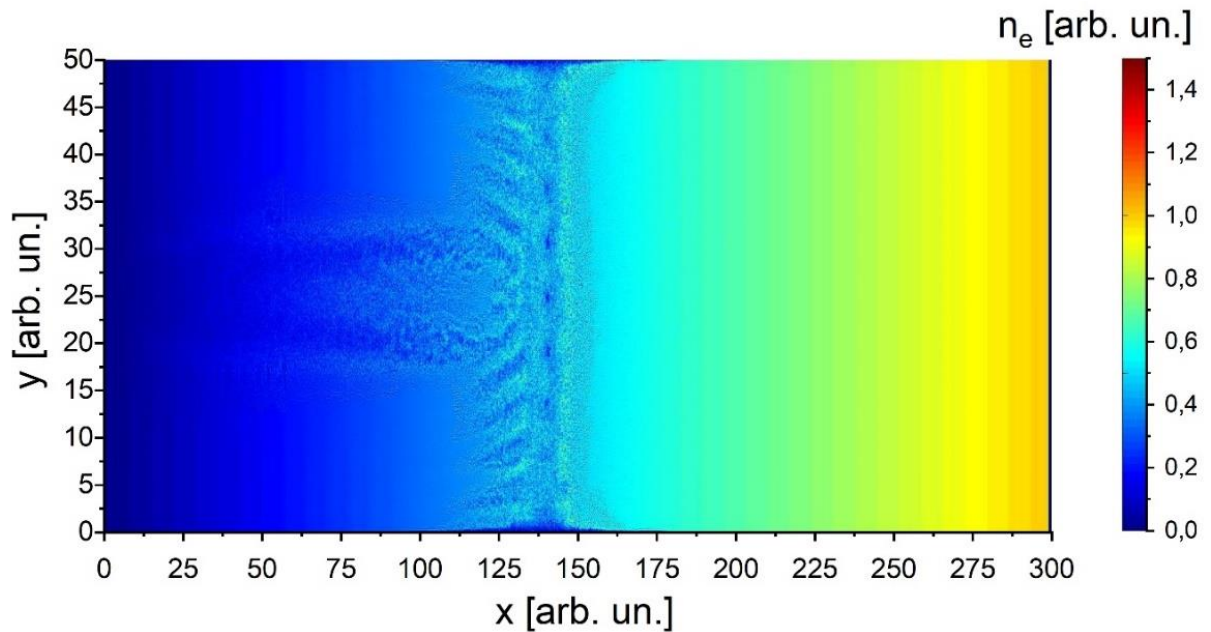


Рис. 3.17. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) і розподіл поля E_x (показано чорною лінією) в момент часу $t = 550$.

З порівняння графіків E_z на рис. 3.19 видно, що в каналі є захоплене лазерне поле, його амплітуда зменшується від осі лазера до поперечних меж. Можна припустити, що цієї поперечної неоднорідності захопленого лазерного поля достатньо, щоб створити пондермоторну силу для об'єднання порожнин в однорідний канал, спрямований у поперечному напрямку. Таким чином, через деякий час в області резонансу (де пізніше формується ударна хвиля) може утворитися вздовж напрямку y ланцюжок порожнин (зменшення електронної густини плазми із захопленням в них полем лазерного імпульсу), тобто сильно неоднорідний (і небезпечний для інерційного синтезу) розподіл густини плазми в поперечному напрямку. З часом (момент $t = 600$ показано на рис. 3.18, 3.19) рівномірний розподіл густини плазми в поперечному напрямку самоузгоджено встановлюється, на думку автора, під дією пондермоторної сили (сили Міллера) розсіяного поля та під дією тиску нагрітих електронів. Такий сценарій продемонстрований на рис. 3.14-3.17, 3.18, 3.19 в різні моменти часу.

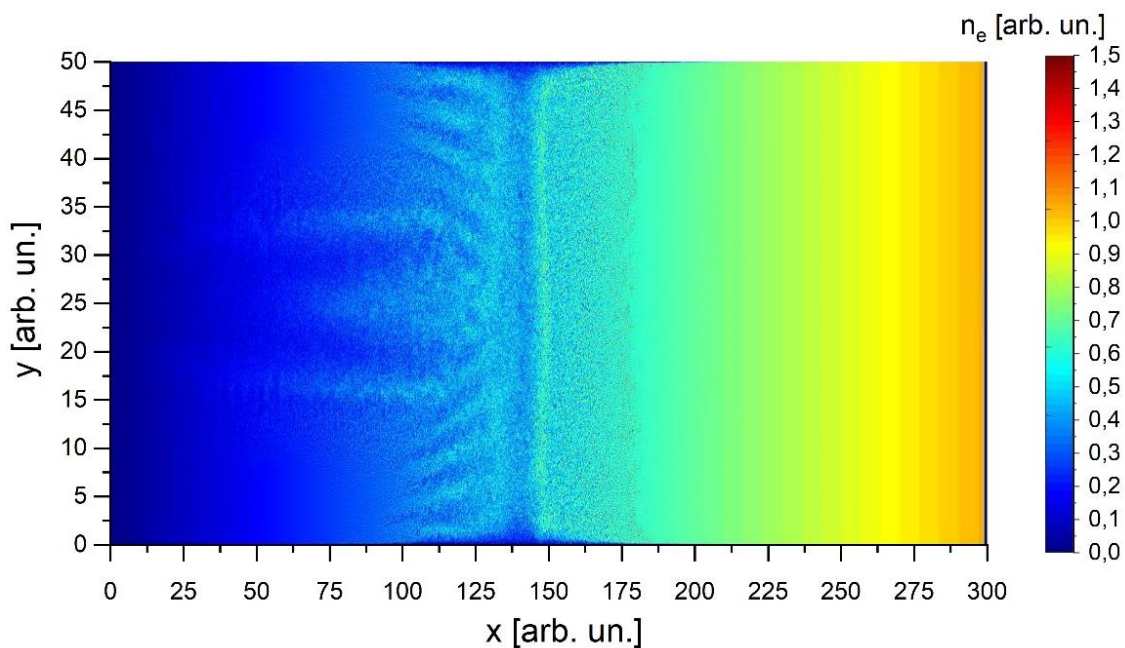


Рис. 3.18. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) в момент часу $t = 600$. Всі величини вказано у зазначених раніше нормованих одиницях.

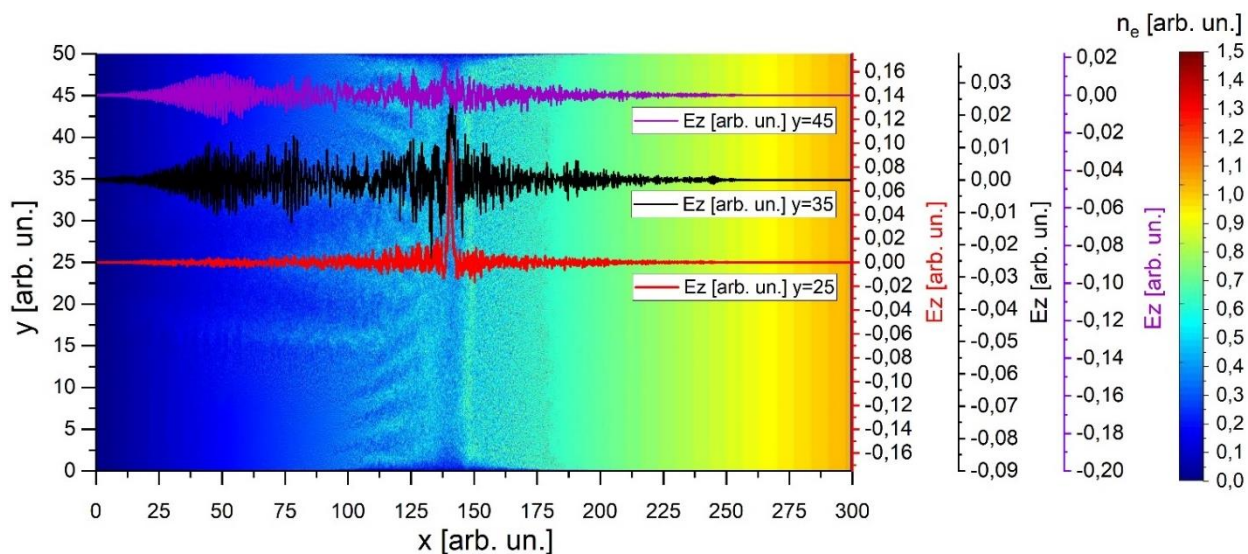


Рис. 3.19. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) в момент часу $t = 600$. Всі величини вказано у зазначених раніше нормованих одиницях. Графіки поля лазера $E_z(x)$ для $y = 25$, $y = 35$, $y = 45$.

Тепер розглянемо р-поляризований лазерний імпульс. З рис. 3.20 видно, що до моменту часу $t = 400$ в інтервалі до $x < 125$ (тобто $n_e < n_{cr}$) формується сильне «двопелюсткове» збурення.

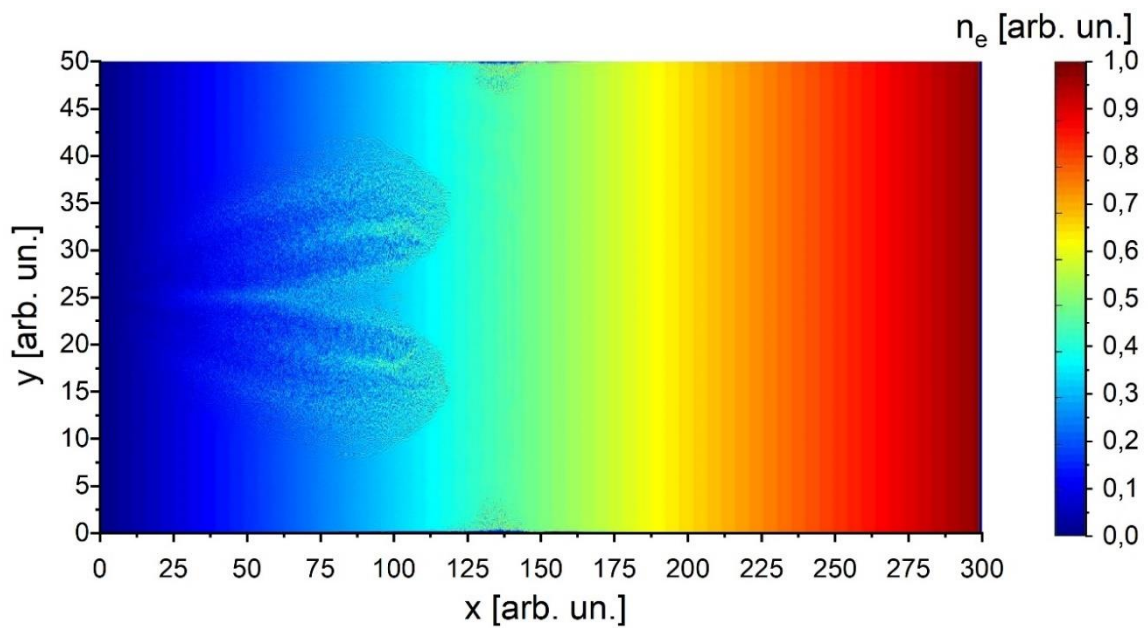


Рис. 3.20. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) в момент часу $t = 400$. Всі величини вказано у зазначених раніше нормованих одиницях. Розглядається Р-поляризований лазер.

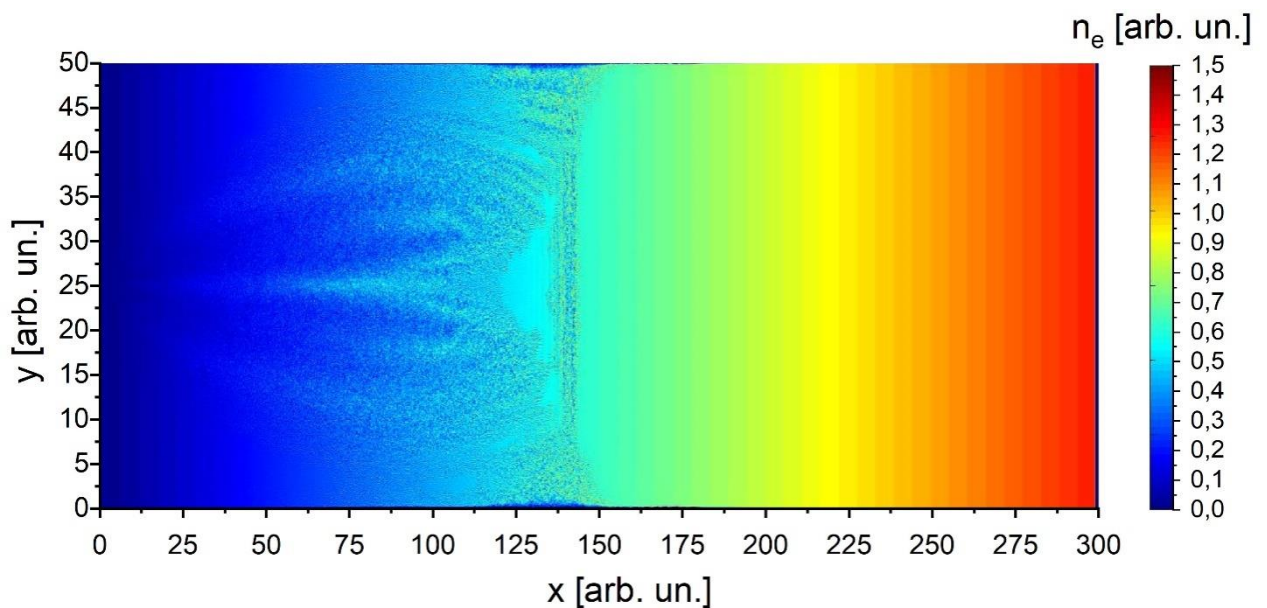


Рис. 3.21. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) в момент часу $t = 450$. Розглядається Р-поляризований лазер.

Важливим ефектом взаємодії лазерного імпульсу (падаючого вздовж x) з неоднорідною в поздовжньому (уздовж x) напрямку плазмою великої густини

є розсіювання лазерного імпульсу в поперечному напрямку (вздовж y). Наслідок цього ефекту продемонстровано на рис. 3.18, 3.19, 3.22. А саме утворюється однорідний (вздовж y) канал. З рис. 3.22 видно, що на момент часу $t = 500$ рівномірний поперечний канал займає майже весь поперечний переріз системи. Можна помітити, що під дією пондеромоторної сили та тиску нагрітих електронів в часі утворився приблизно однорідний канал уздовж y в момент часу $t = 500$ (зменшення електронної густини плазми) (рис. 3.18, 3.19, 3.22). Інакше кажучи, під дією пондеромоторної сили (сили Міллера) та тиску нагрітих електронів поперечна (вздовж y) неоднорідність зменшується в області формування ударної хвилі. Раніше виниклі канали, що розташовані під кутом, з'єднуються з однорідним каналом (рис. 3.22).

Необхідно ще раз зазначити, що лазерний імпульс вздовж осі (вона знаходиться в $y = 25$) ще не досягнув критичної точки, рухаючись вздовж x , але лазерне поле, що проникло з периферії, вже утворило однорідний канал вздовж осі y .

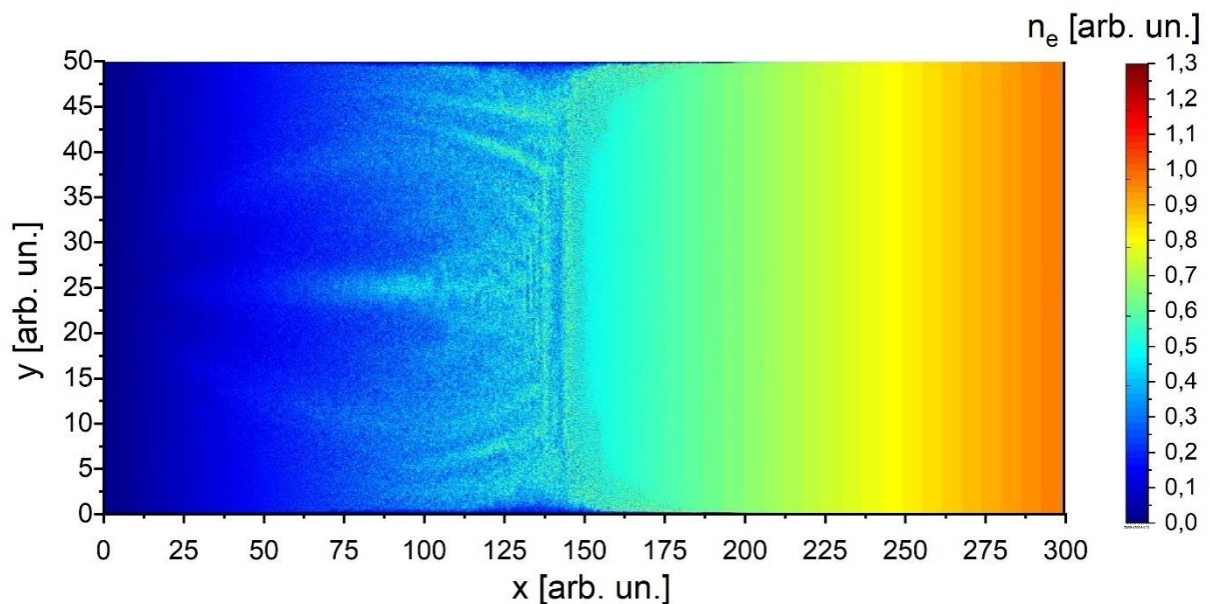


Рис. 3.22. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(x, y)$ (показано кольорами) в момент часу $t = 500$. Розглядається Р-поляризований лазер.

Можна припустити, що формування поперечного каналу й проникнення

лазерного імпульсу до області на осі y , врешті решт, згладжування поперечної неоднорідності в цьому каналі є зокрема ефектом комбінованих полів двох сусідніх лазерних імпульсів та лазерного імпульсу, який проник до критичної точки (на кінцях «двопелюсткового» збурення) вздовж каналів захоплення.

3.4. Спосіб відновлення фазової синхронізації лазерних імпульсів шляхом варіації дистанції між ними.

3.4.1. Постанова задачі.

Вчені раніше досліджували проблеми, пов'язані зі збудженням кільватерної хвилі. У нелінійному випадку при достатньо великій амплітуді кільватерного поля утворюються самоінжектовані згустки, що дозволяє реалізувати схему комбінованого лазерно-плазмового прискорення [146], [147].

В підрозділі виконано 2,5 вимірне числове РІС-моделювання збудження кільватерного поля послідовністю трьох гауссових лазерних імпульсів у плазмі. Вивчено спосіб відновлення фазової синхронізації кільватерного поля та лазерних імпульсів з використанням числового моделювання. В нелінійних випадках збудження кільватерного поля в плазмі важко підтримувати фазову синхронізацію лазерних імпульсів та кільватерної хвилі.

В лабораторних умовах виконувати числові експерименти, синхронізуючи лазерні імпульси – не раціонально. Числове моделювання дозволяє уникнути важких, тривалих та недешевих лабораторних експериментів. В ході роботи вивчався механізм «підлаштування» – зміни дистанції між лазерними імпульсами й подальших ремодельовань послідовності з 3-х лазерних імпульсів. Отримані результати підтверджують можливість швидкого відновлення фазової синхронізації й подальшого збільшення амплітуди кільватерного поля після третього лазерного імпульсу.

3.4.2. Система моделювання.

Форма плазми була прямокутною приблизно 800λ в довжину і 50λ в ширину. λ – довжина хвилі лазера. Електрони плазми моделюються макрочастинками. Іони нерухомі. Відстані нормовані на довжину хвилі лазера $\lambda = 25$ нм (рентгенівське випромінювання). Крок за часом дорівнює $\tau = 0,05$. На одну клітинку припадає 8 частинок. Час моделювання становить $800T_0$, де $T_0 = 2\pi\omega_0^{-1}$ – це період лазера. Частота лазера $\omega_0 = 7,5 \cdot 10^{16}$ рад/с. Плазма є однорідною з густиною $n_e = 1,8 \cdot 10^{22}$ см⁻³.

Для полів уздовж осі x прийнято вільні граничні умови, а для полів уздовж осі y – періодичні. Розглянуто нелінійний випадок. Густина на рисунках нормована на незбурену густину плазми. Темно-сині та чорні ділянки відповідають збільшенню густини електронів в 2 рази.

Лазерний імпульс має профіль $(\cos A)^2$. У плазму інжектувалося три лазерні імпульси однакової амплітуди, тривалості та ширини. Напівдовжина на половині максимуму всіх імпульсів у всіх випадках дорівнює 2λ довжини хвилі лазера. Тривалість усіх лазерних імпульсів становить 0,34 фс.

Амплітуда електричного поля E нормується на $EE_0^{-1} = a$, де $E_0 = m_e c \omega_0 (2\pi e)^{-1}$ для всіх випадків. Безрозмірні одиниці на графіках відповідають безрозмірній величині a .

3.4.3. Результати моделювання.

Коли кільватерне поле збуджується в плазмі в нелінійному випадку, поведінка плазмових структур і лазерних імпульсів далеко не очевидна і проста. Наприклад, важко передбачити розширення кільватерного пузиря. Навіть за допомогою приблизних розрахунків неможливо врахувати всі деталі та процеси одночасно.

Це означає, що в реальних експериментах потрібно докласти багато зусиль, щоб отримати бажаний результат. Цього можна уникнути (або, принаймні, суттєво спростити процес) за допомогою числового моделювання.

У цій статті ми розглядаємо когерентне додавання кільватерних полів послідовності з трьох лазерних імпульсів у нелінійному випадку.

На рис. 3.23-3.25 показано площину моделювання (x, y), розподіл густини плазми (показано кольором), амплітуди кільватерного поля прискорення E_x та лазерного імпульсу E_z .

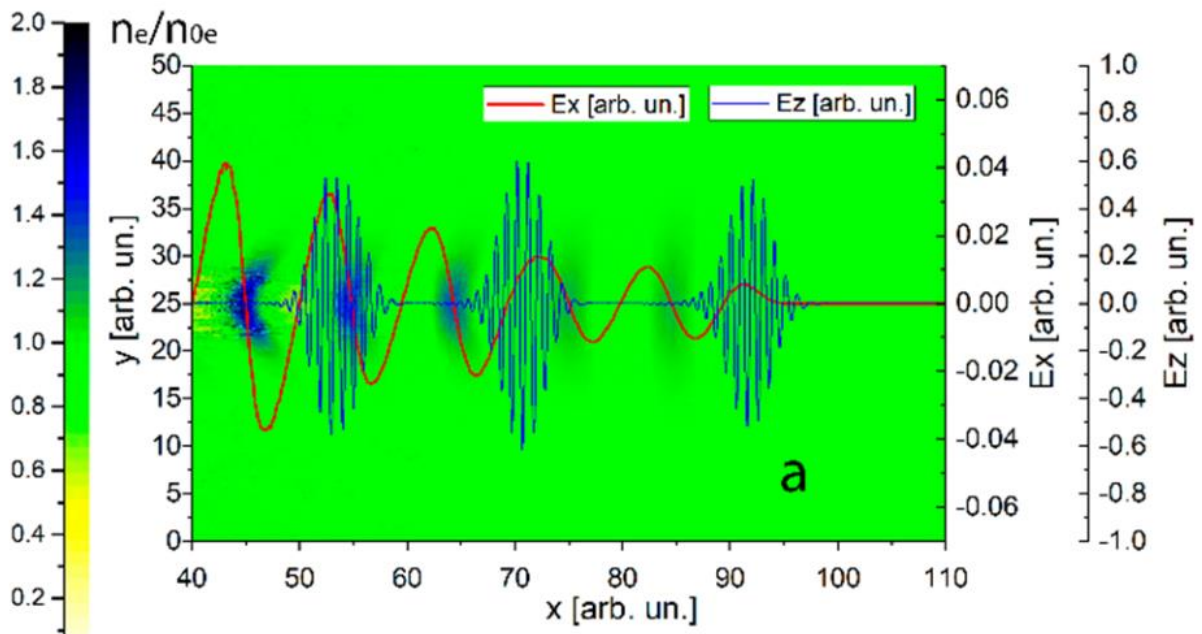


Рис. 3.23. Когерентне додавання кільватерних полів прискорення послідовності лазерних імпульсів при $t = 100T_0$. Напівширина на половині максимуму дорівнює 2, амплітуда дорівнює 1 (слабко нелінійний випадок). Кольорова шкала є дійсною для всіх подібних рисунків.

Збудження кільватерного поля розглядається в (x, y) площині, але система є однорідною і нескінченною в перпендикулярному напрямку z . Вектор амплітуди лазерного поля $\vec{E}_z \uparrow \uparrow \vec{z}$.

На рис. 3.23 ми бачимо, що коли амплітуда лазерних імпульсів мала і випадок слабо нелінійний (майже лінійний), когерентне додавання відбувається за добре відомим правилом: амплітуди полів прискорення E_x після лазерних імпульсів відносяться один до одного приблизно як 1:2:3.

Рис. 3.24 ілюструє зовсім іншу ситуацію. У нелінійному випадку виникає кільватерний пузир, який розширюється. Це призводить до зсуву фази лазерного імпульсу відносно кільватерної хвилі. В результаті, лазерний

імпульс входить в фазу прискорення кільватерного поля і пригнічує його. На рисунку рис. 3.24 показано, що розташування третього лазерного імпульсу в кільватерному полі в протифазі до першого та другого лазерних імпульсів призводить до порушення процесу когерентного додавання, зменшення прискорювального поля та значного падіння ефективності прискорення.

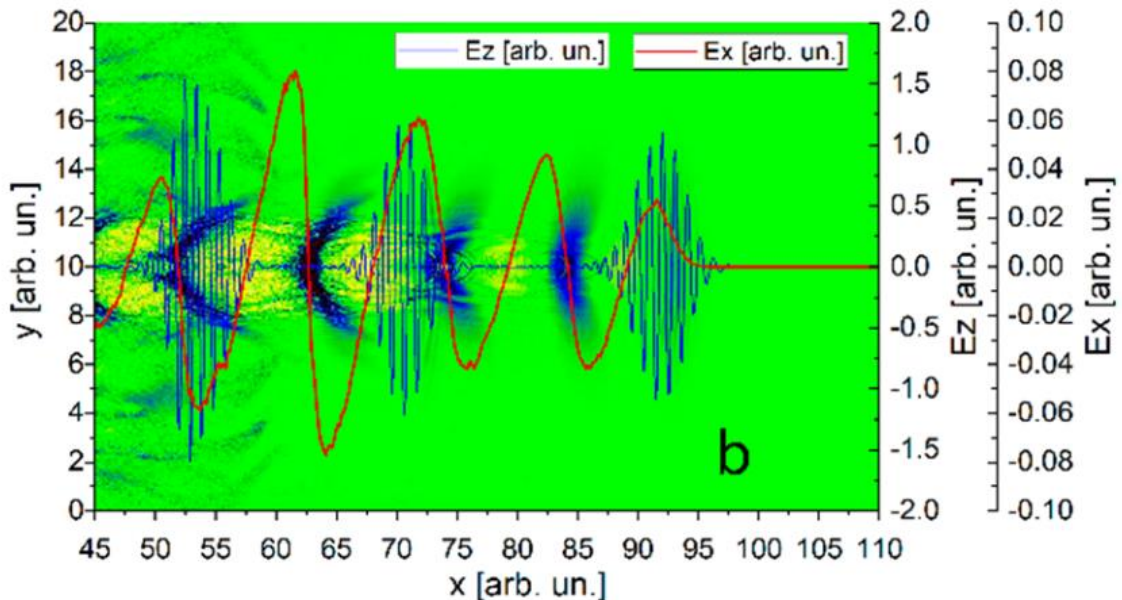


Рис. 3.24. Когерентне додавання кільватерних полів прискорення послідовності лазерних імпульсів при $t = 100T_0$. Напівширина на половині максимуму дорівнює 2, амплітуда дорівнює 2 (нелінійний випадок).

Автор пропонує вирішити цю проблему наступним чином: необхідно змінити відстань між другим і третім лазерним імпульсом так, щоб 3-й імпульс потрапив у фазу уповільнення кільватерного поля.

Крім того, якщо ми змінимо початкове розташування лазерних імпульсів (момент $t = 0$) відповідно до даних на момент $t = 100T_0$, то за допомогою нового верифікаційного моделювання ми отримаємо очікуваний необхідний результат, що третій лазерний імпульс потрапляє в фазу уповільнення кільватерної хвилі (рис. 3.25). Цей метод пропонується називати «коригуванням» або «підлаштуванням».

Цей метод добре працює як у нелінійному (рис. 3.23-3.25), так і в близькому до лінійного (рис. 3.26-3.27) випадках. Запропонований метод

дозволяє відновити процес когерентного додавання в нелінійному (рис. 3.23-3.25) і лінійному (рис. 3.26-3.27) випадках. Це призводить до збільшення амплітуди поля прискорення після третього лазерного імпульсу.

На рис. 3.28 наведено графіки відношень амплітуд кільватерного поля прискорення після другого та третього лазерних імпульсів до полів після першого імпульсу в залежності від амплітуди лазерних імпульсів. Очевидно, що в нелінійних випадках когерентне додавання не спостерігається. Це створює необхідність використання «коригування».

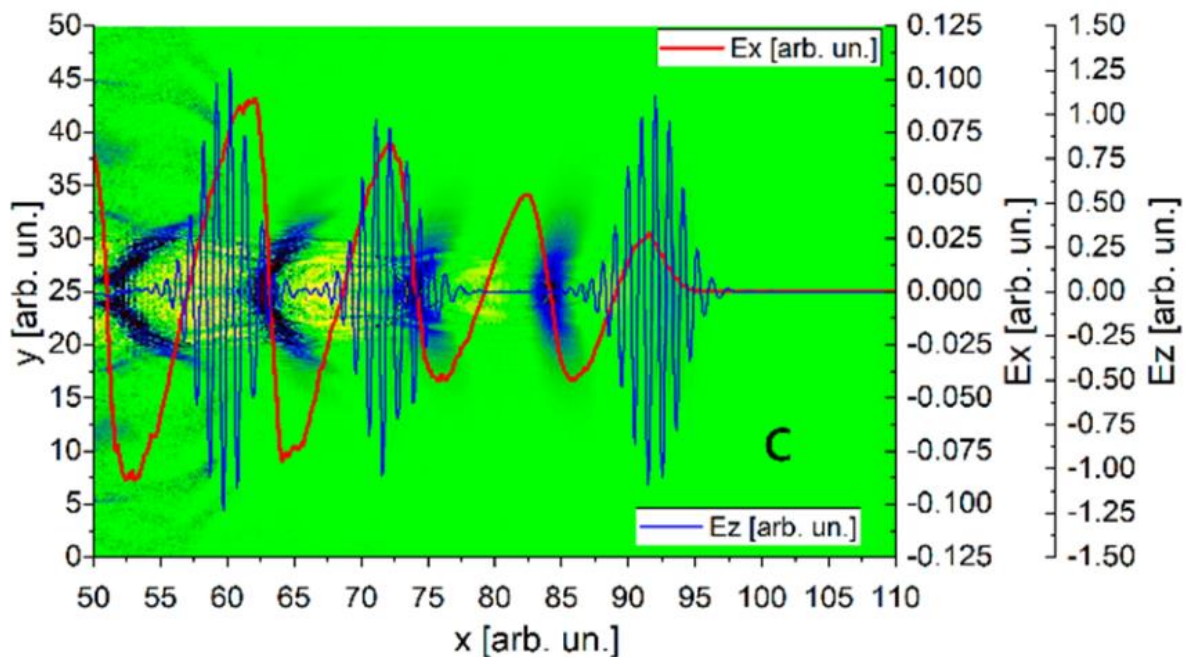


Рис. 3.25. Когерентне додавання кільватерних полів прискорення послідовності лазерних імпульсів при $t = 100T_0$. Напівширина на половині максимуму дорівнює 2, амплітуда дорівнює 2 (нелінійний випадок). Присутнє «коригування» – зсув. Розглянуто когерентне додавання кільватерних полів лазерних імпульсів для випадків імпульсів різної ширини.

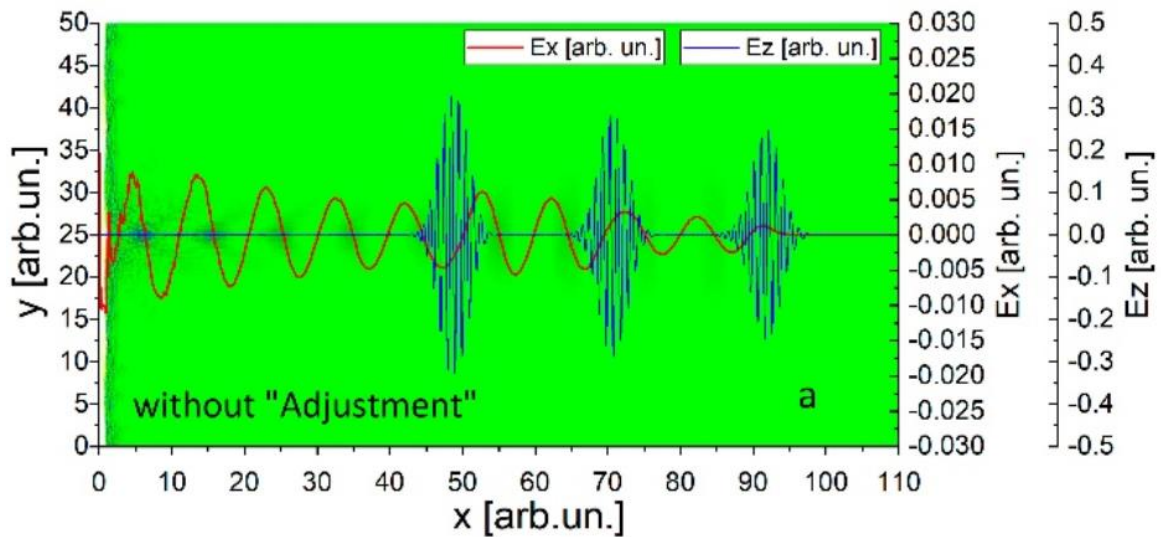


Рис. 3.26. Когерентне додавання прискорюючих кильватерних полів послідовності лазерних імпульсів при $t = 100T_0$. Слабонелінійний випадок з амплітудою 0,5. Напівширина на половині максимуму дорівнює 1. Рисунок без «коригування».

Аналогічний результат був отриманий у випадках ширини лазерного імпульсу 1 і 3. На рис. 3.29 ефект збільшення амплітуди поля прискорення можна спостерігати в області далеко після третього лазерного імпульсу аж до межі інжекції. Причиною цього явища можна вважати утворення та перебудови плазмової структури електронних ущільнень.

Видно, що форма електронних ущільнень плазми змінюється вздовж осі від першого лазерного імпульсу до межі інжекції. Поблизу межі інжекції кут у верхній частині ущільнень зменшується. Спостерігається зміна характеристик коливань електронів і, як наслідок, збільшення амплітуди прискорювального поля.

Збудження кильватерного поля потужним (10^{18} Вт/см²) рентгенівським ($\lambda = 25$ нм) короткочасним (0,17 фс) лазерним імпульсом у плазмі високої щільності ($n_0 = 1,8 \cdot 10^{22}$ см⁻³) призводить до того, що амплітуда прискорюючого поля досягає суттєвих значень в кілька ТВ/м за порядком величини.

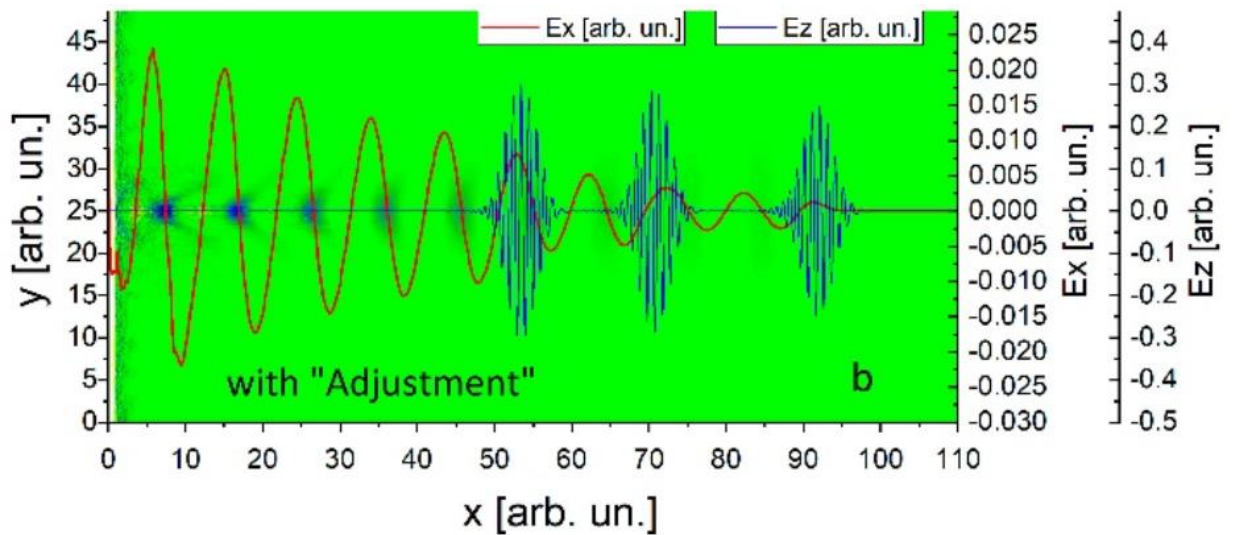


Рис. 3.27. Когерентне додавання прискорюючих кільватерних полів послідовності лазерних імпульсів при $t = 100T_0$. Слабонелінійний випадок з амплітудою 0,5. Напівширина на половині максимуму дорівнює 1. Рисунок з «коригуванням».

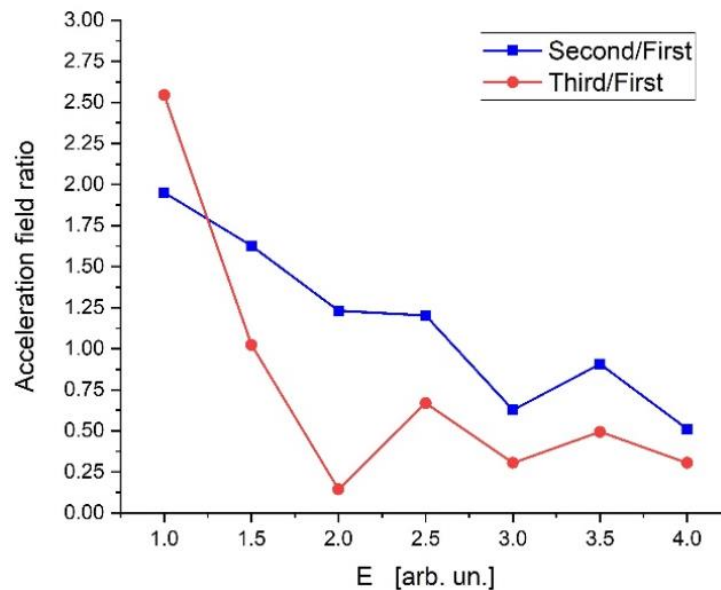


Рис. 3.28. Залежність відношення кільватерних полів прискорення після другого та третього лазерних імпульсів до полів після першого імпульсу від амплітуди лазерних імпульсів

Таким чином, у цьому підрозділі розглядалося когерентне додавання прискорюючих полів, коли кільватерне поле існує послідовністю трьох ідентичних лазерних імпульсів. Виявлено, що в слабонелінійному випадку спостерігається когерентне додавання. Також встановлено, що в нелінійному

випадку внаслідок попадання лазерного імпульсу в прискорювальну фазу кильватерного поля знищується ефект когерентного додавання.

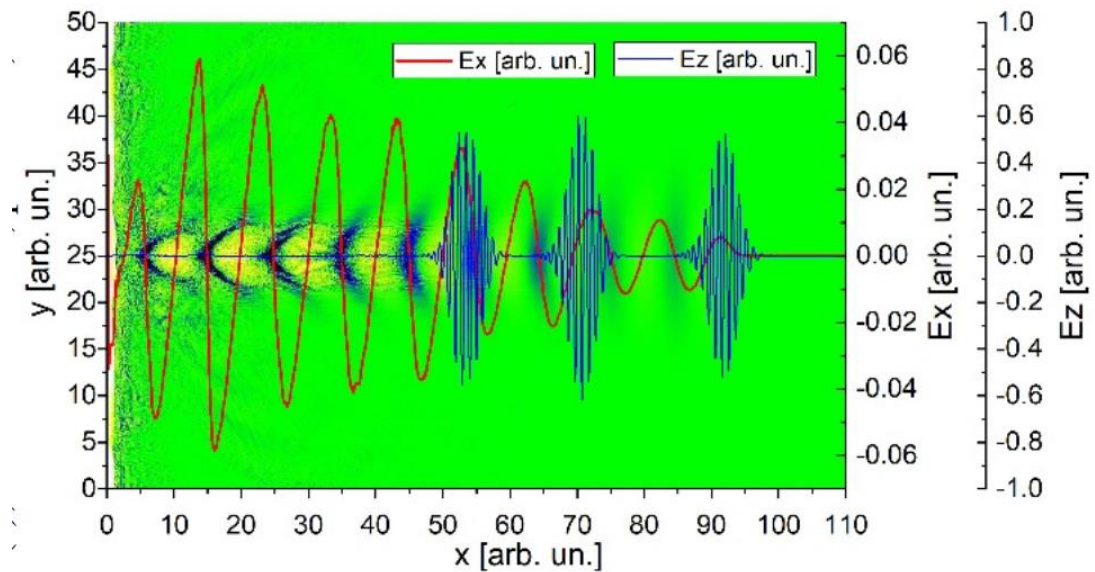


Рис. 3.29. Ефект збільшення амплітуди прискорюючого кильватерного поля після лазерних імпульсів в момент часу $t = 100T_0$.

Цю проблему можна виправити за допомогою так званого «регулювання» – зміни початкового положення лазерних імпульсів. За рахунок утворення спеціальних плазмових структур спостерігається збільшення амплітуди поля прискорення. Коли кильватерне поле збуджувалося в плазмі високої густини імпульсом рентгенівського лазера (екзаватного) короткої тривалості, спостерігалось прискорювальне поле з амплітудою приблизно в кілька теравольт на метр.

Висновки до розділу 3.

У ході дослідження було показано, що використання поздовжньо неоднорідної плазми дає змогу забезпечити фазову синхронізацію самоінжектованого згустку та прискорюючого поздовжнього кильватерного поля, утримуючи самоінжектований згусток поблизу області максимального градієнта прискорення. Поздовжній розподіл, відповідно до якого змінюється густина плазми, необхідно розробити з умовою, що на відстані, на яку самоінжектований згусток зміщується, наприклад, до середини кильватерного

пузиря в однорідній плазмі, в неоднорідній плазмі, густина плазми повинна збільшитися в рази.

Запропонований спосіб підвищує ефективність прискорення самоінжектованого згустку, що призводить до збільшення енергії електронів. У розглянутому розділі досліджувалася взаємодія поперечно вузького s- або r-поляризованого лазерного імпульсу з неоднорідною плазмою (в поздовжньому напрямку). Моделювання показує, що канали зниженої електронної густини плазми виникають для $x < x_{cr}$. Структура каналів визначає поведінку лазерного імпульсу: в околиці критичної густини утворюється складна структура «кривої гребінки» шарів електронної густини, яка виконує роль відбиваючих дзеркал. Канали, нахилені під кутом до напрямку поширення лазерного імпульсу, розсіюють лазер приблизно в поперечному напрямку. Це сприяє спостережуваному формуванню однорідного каналу, спрямованого в поперечному напрямку, в критичній точці. Числове моделювання, запропоноване в ході дослідження, вперше показало перетворення ланцюга порожнин в однорідний канал, спрямований у поперечному напрямку в критичній точці. Цей результат є досить важливим у контексті згладжування лазерного осадження енергії в контексті інерційного термоядерного синтезу.

Одним із важливих ефектів взаємодії лазерного імпульсу (падаючого вздовж x) з щільною плазмою є розсіювання світла в поперечному напрямку (вздовж y). Внаслідок цього в резонансній області (де пізніше утворюється ударна хвиля) у певний момент утворюється ланцюг порожнин. Такі порожнини являють собою області зниженої електронної густини плазми, з полем лазерного імпульсу, захопленим всередині.

Такі порожнини являють собою сильні неоднорідності, які були б дуже небезпечними при інерційному синтезі. Однак пізніше рівномірний розподіл густини плазми (як однорідний канал) самоузгоджено встановлюється в поперечному напрямку під дією пондеромоторних сил, пов'язаних з розсіяними і захопленими полями. Внаслідок захоплення та накопичення в

порожнинах і в однорідному поперечному каналі, суттєво зростає поле лазерного імпульсу поблизу критичної точки $n_e = n_{cr}$. Успішно було вивчено питання відновлення фазової синхронізації лазерних імпульсів й збудженого кільватерного поля. Продемонстровано спосіб відновлення шляхом використання числового моделювання в нелінійному випадку.

В ході дослідження розглядалося використання неоднорідної плазми при дослідженні самоінжекттованих згустків, які утворювалися при збудженні кільватерного поля напівкосинусним лазерним імпульсом. Показано, що використання такого лазерного імпульсу та неоднорідної плазми позитивно впливає на якість самоінжекттованого згустку та призводить до утримання згустку в полі прискорення, що сприяє збільшенню енергії та збільшенню поздовжнього поля прискорення в регіоні згустку. Крім того, перевагою використання напівкосинусного імпульсу в неоднорідному випадку є збільшення поздовжнього імпульсу згустку, що забезпечує більш ефективне прискорення.

РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ ФОКУСУВАННЯ ЗГУСТКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В ПЛАЗМІ (В ПЛАЗМОВИХ ЛІНЗАХ) ТА ОСОБЛИВОСТЕЙ ЗБУДЖЕННЯ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ В НЕРЕЗОНАНСНОМУ ВИПАДКУ

4.1. Однакове фокусування ланцюга релятивістських позитронних згустків у плазмі.

4.1.1. Постановка задачі й схема моделювання.

В розділі вивчається плазмова лінза для фокусування згустків, що дозволяє однаково та однорідно фокусувати послідовності релятивістських позитронних згустків. Пропонуються конфігурації плазмових лінз. Вони досліджуються шляхом числового моделювання. Всі випадки системи фокусування отримані для косинусних згустків відповідно до відстані між ними та відношення заряду. Фокусування згустків позитронів в є нагальним питанням в дослідженнях прискорювачів [54]. Механізм фокусування в плазмі, при якому всі згустки електронів фокусуються однаково, був запропонований раніше [76]. Результати дослідження, виконаного в підрозділі, частково висвітлюються здобувачем в [148]. В поточному підрозділі плазмова лінза досліджується шляхом числового моделювання для позитронних гауссових (в моделюванні використовувалося наближення косинуса) згустків. Отримано два загальні випадки для згустків відповідно до їх довжини, відстані між ними та відношення зарядів, коли досягається досліджуване фокусування. Показано, що згустки фокусуються однаковими силами, і центри згустків фокусуються повільніше, ніж їхні фронти. Використовується циліндрична система (r, x) координат. Час t і поздовжній імпульс згустку P_z нормовані на ω_{pe}^{-1} та mc відповідно; густини електронів плазми n_e та згустків n_b нормовані на незбурену електронну густину плазми n_0 ; радіус згустку r_b та поздовжня координата x - на $c\omega_{pe}^{-1}$; поля нормовано на $E_0 = ct\omega_{pe}e^{-1}$. m, e – маса та заряд електрона, c – швидкість світла, ω_{pe} – плазмова частота електронів. Для всіх рисунків є справедливими параметри

$\gamma_b = 5$, $I_b = 5,1$ А, $r_b = 0,1$, якщо інше не вказано окремо. Основна мета цього дослідження полягає у вивченні умов, за яких послідовність релятивістських позитронних гауссових згустків фокусується власним полем. Перевага надається однаковому (всі згустки фокусуються однаково) й однорідному фокусуванню.

4.1.2. Результати моделювання.

Спочатку розглянемо послідовність позитронних коротких гауссових (косинусних) згустків (рис. 4.1): заряди всіх згустків у 1,4 рази більші за заряд першого згустку. Інтервал між першим і другим згустками $(k + 8^{-1})\lambda$, $k = 1, 2, 3 \dots$. Інтервал між іншими згустками кратний довжині кільватерної хвилі λ . На рис. 4.3 можна побачити, що фронти згустків знаходяться під дією трохи більшої сили фокусування, ніж центри згустків. Це призводить до того, що початкові гауссові згустки (рис. 4.1) після фокусування стають більш однорідними (рис. 4.2).

Згустки (за винятком першого) не обмінюються енергією з кільватерним полем, тому що їх розташовано в невеликому поздовжньому кільватерному полі за амплітудою (рис. 4.4). Тоді лише перший згусток обмінюється енергією з кільватерним полем, а амплітуда кільватерного поля не змінюється вздовж послідовності.

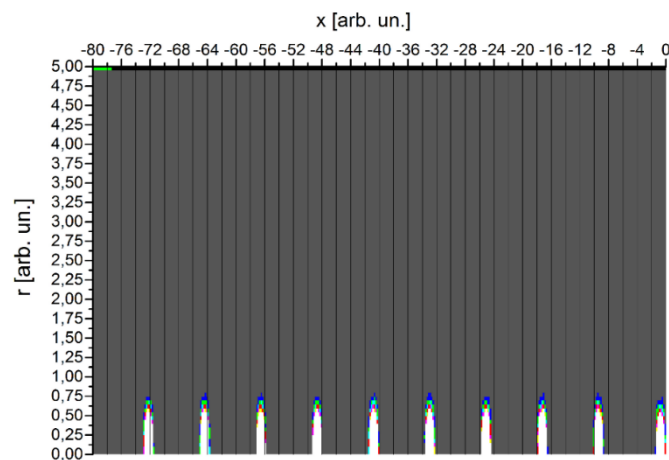


Рис. 4.1. Просторовий (r, x) розподіл електронної густини n_b згустків до фокусування (біля межі інжекції згустку, $x = 3$). Білий колір відповідає максимальній густині, а сірий – нульовій.

Тепер розглянемо (рис. 4.5) просторовий розподіл для послідовності позитронних гауссових згустків. Довжина згустку L_b (на половині висоти) вибирається рівною $L_b = \lambda/2$. Тут λ – довжина хвилі збудженого кільватерного поля. Також, ми використовуємо заряд 1-го згустку $Q_1 = \frac{Q_i}{2}, i = 2, 3 \dots$ послідовності вдвічі меншим у порівнянні з зарядом інших згустків послідовності (рис. 4.5). Відстань між згустками дорівнює $2,5\lambda$. Компонента B_φ пропорційна струму згустку. На рисунках форма графіку B_φ демонструє форму згустку.

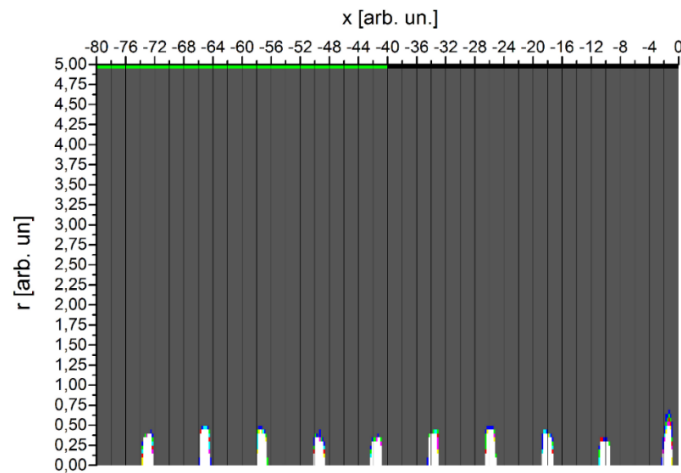


Рис. 4.2. Просторовий (r, x) розподіл електронної густини n_b згустків в процесі фокусування (на відстані від межі інжекції, що відповідає $x = 40$). Білий колір відповідає максимальній густині, а сірий – нульовій.

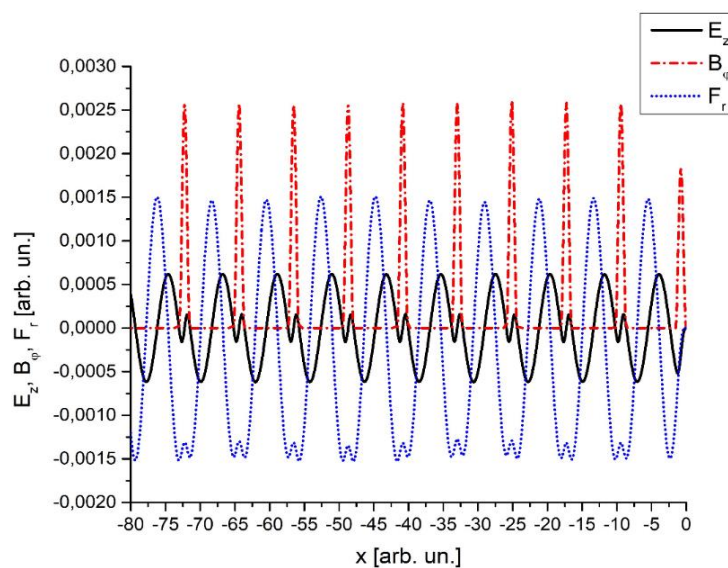


Рис. 4.3. Позаосьова радіальна сила фокусування F_r і позаосьове магнітне поле B_φ поблизу точки інжекції $x = 3$, значення позаосьового поля E_z .

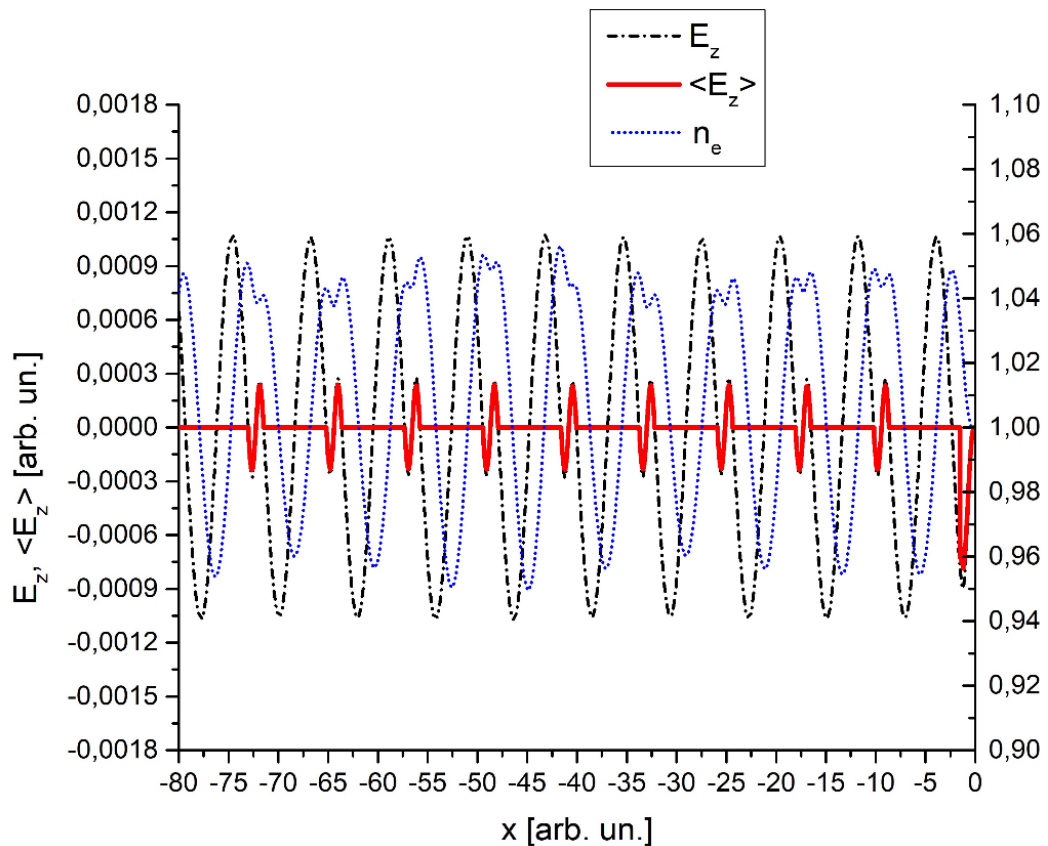


Рис. 4.4. Електронна густина плазми на осі n_e , значення приосьового кільватерного поля E_z та середнє значення кільватерного поля $\langle E_z \rangle$ для $x = 3$.

Згусток позитронів, проходячи скрізь плазму, зрушує квазінейтральність. Відповідно, плазмові електрони зміщуються в напрямку до центру згустку. Сила фокусування зростає. Проте з плином часу, електрони, рухаючись за інерцією, віддаляються від центру, зменшуючи цю силу.

Після цього система повертається до свого первісного рівноважного стану. Але електрони продовжують свій рух, віддаляючись ще далі від центру згустку. Це призводить до формування фокусувальної сили, що діє на плазмові електрони, зумовленої некомпенсованим іонним зарядом від їх розсіювання.

На певному етапі, ця сила стає достатньо великою, щоб запобігти подальшому розсіюванню електронів. Електрони починають зближатися до центру, а фокусувальною силою для них спадає. Весь процес стає циклічним.

Однак, коли другий позитронний згусток вводиться в плазму, він запобігає повторному розсіюванню електронів, компенсуючи їх рух. У цей критичний момент, фокусуюча сила для позитронів досягає піку. Але як тільки цей згусток залишає плазму, електрони знову розсіюються і весь описаний цикл запускається знову, ураховуючи введення наступних згустків в плазму.

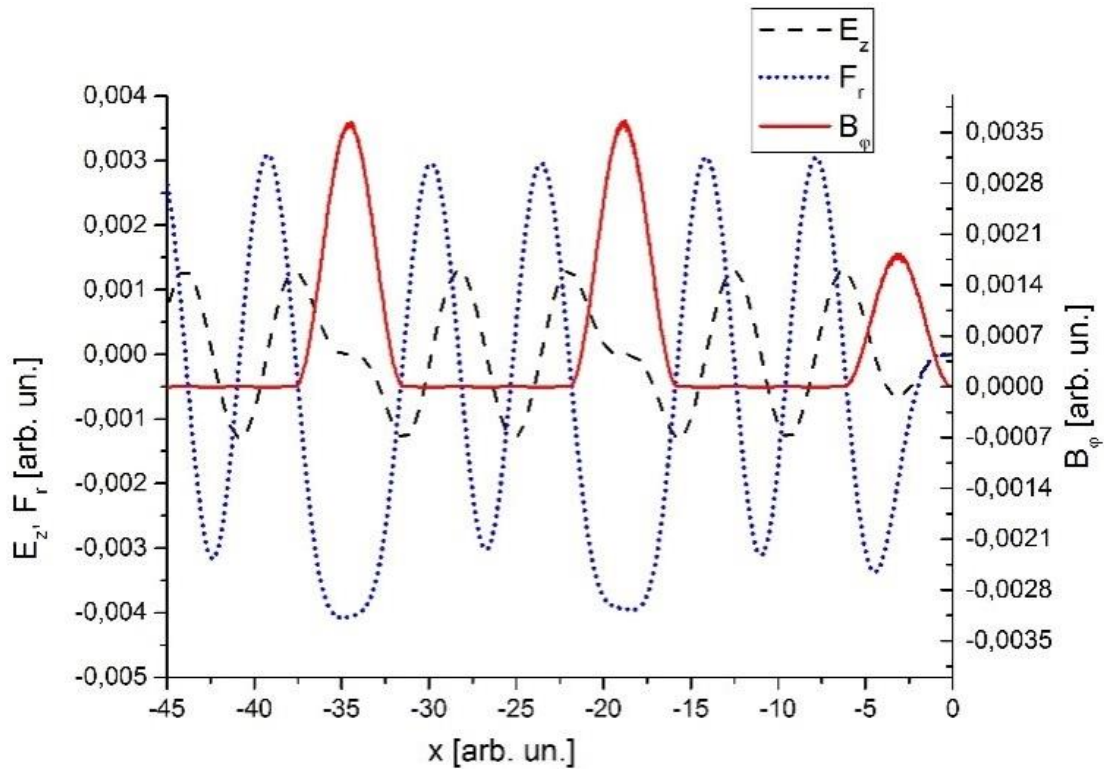


Рис. 4.5. Кільватерне поле E_z , ($r = r_b$) радіальна сила фокусування $F_r = E_r - V_b B_\phi c^{-1}$ й магнітне поле B_ϕ в точці $x = 3$.

Центр лише першого згустку (рис. 4.5) знаходиться в ненульовому поздовжньому кільватерному полі. Отже, перший згусток в основному збуджує фокусуюче кільватерне поле.

Центри останніх згустків послідовності знаходяться в нульовому поздовжньому кільватерному полі і вони не збуджують фокусуючого кільватерного поля. Ми бачимо, що кільватерне поле не змінюється від одного згустку до іншого.

З рисунка 4.6 видно, що збурення електронної густини плазми n_e , де розташовані згустки, довші, ніж суміжні збурення. Після фокусування (рис. 4.8) згустки є більш однорідні (крім 1-го згустку), ніж до фокусування (рис.

4.7). Фокусування забезпечується широкими (довжина) збуреннями електронної густини плазми n_e в областях згустків (рис. 4.9). В області 1-го згустку видно сильно нерівномірне збурення густини електронів плазми.

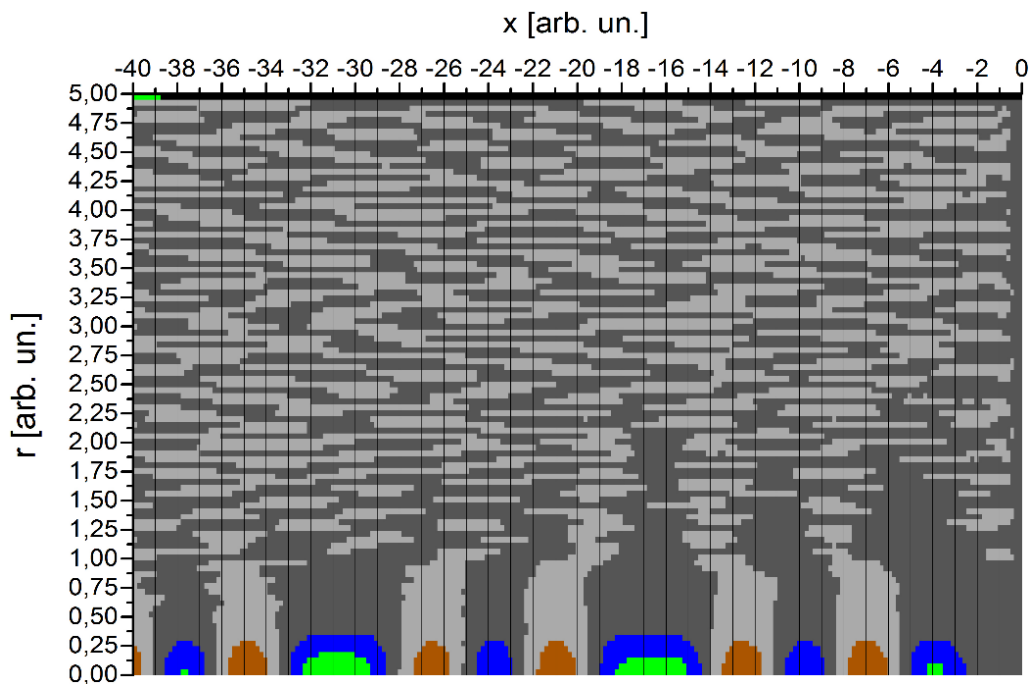


Рис. 4.6. Просторовий (r, x) розподіл електронної густини плазми n_e при $x = 3$.

В областях високої електронної густини плазми розташовані згустки. Довгі підвищення n_e (області згустків) чергуються короткими зниженнями n_e .

Подібний розподіл кільватерного поля формується також для семи гауссових згустків з $Q_1 = \frac{Q_i}{2}, i = 2, 3 \dots$ (рис. 4.10, рис. 4.11).

Ми розглядаємо ще одну кільватерну лінзу (рис. 4.12). П'ять гауссових згустків у першому фронті послідовності профільовані (рис. 4.12).

Заряди перших $N=5$ профільованих згустків зростають уздовж послідовності відповідно до закону: $2k-1, k \leq N$. Заряди наступних згустків дорівнюють $2N, k > N$. Електронні згустки, розподілені через $1,5\lambda$, мають гауссівські (косинусні) профілі в поздовжньому та поперечному напрямках. Довжина згустку (за основою) дорівнює $\lambda/2$.

Видно (рис. 4.12), що радіальна фокусуєча сила однакова для всіх згустків (після 5-го згустка). Але, центри згустків фокусуються повільніше, ніж їхні фронти.

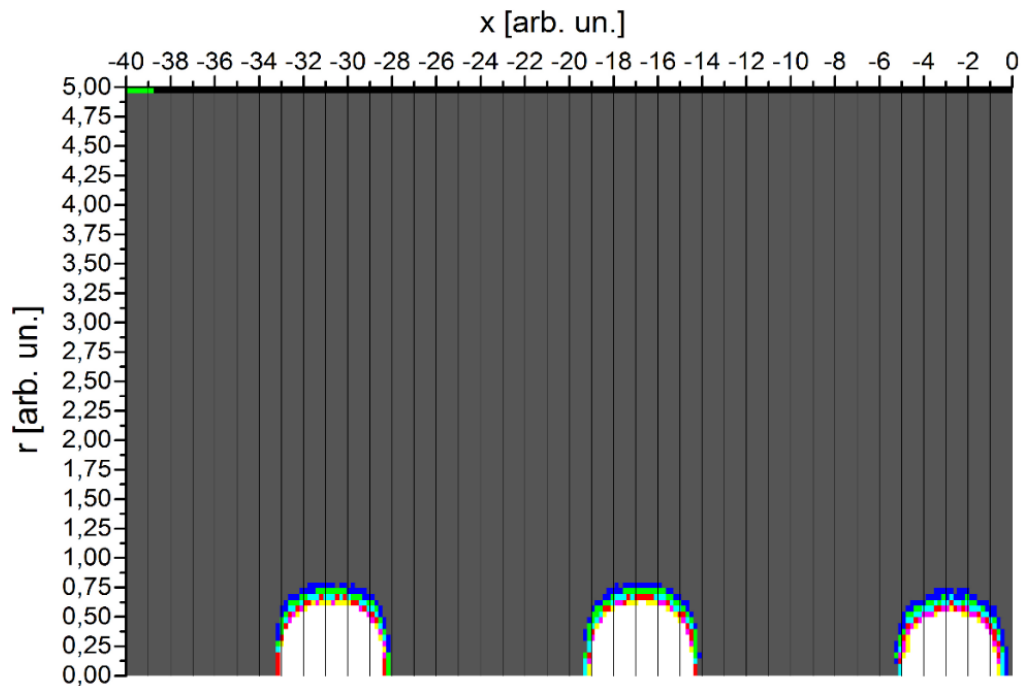


Рис. 4.7. Просторовий (r, x) розподіл густини згустків n_b при $x = 3$.

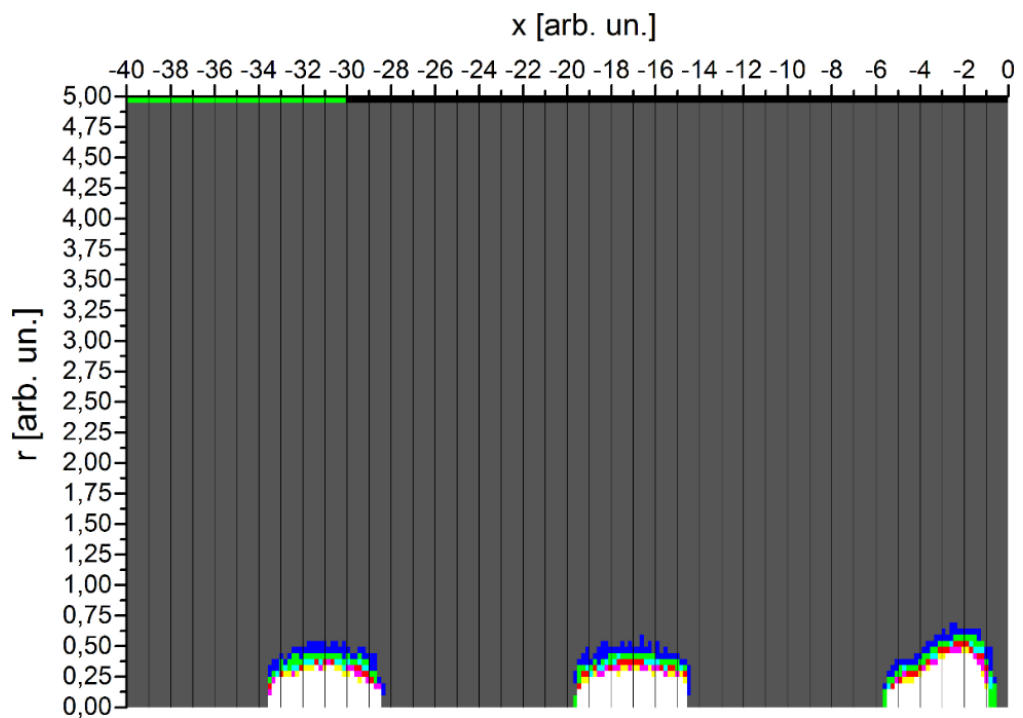


Рис. 4.8. Просторовий (r, x) розподіл густини згустків n_b при $x = 20$.

Таким чином, було проаналізовано декілька випадків послідовностей згустків позитронів, що знаходяться під дією сили фокусування власним полем. Також проаналізовано механізм фокусування, що спостерігається.

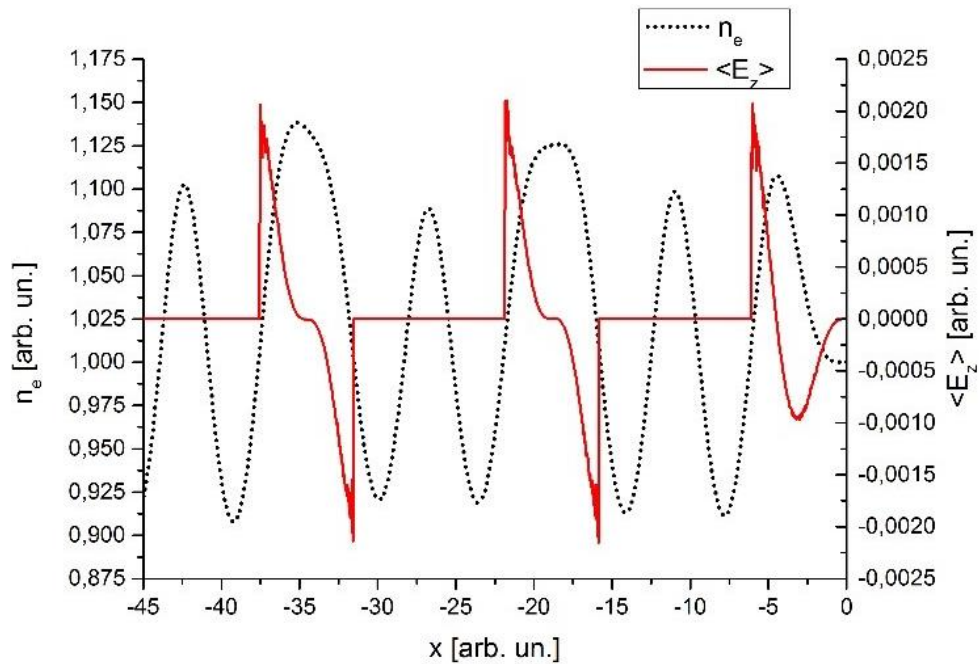


Рис. 4.9. Електронна густина плазми на осі n_e в кільватерному полі та

$$\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr \text{ середнє значення кільватерного поля для } x = 3, \gamma_b = 1000.$$

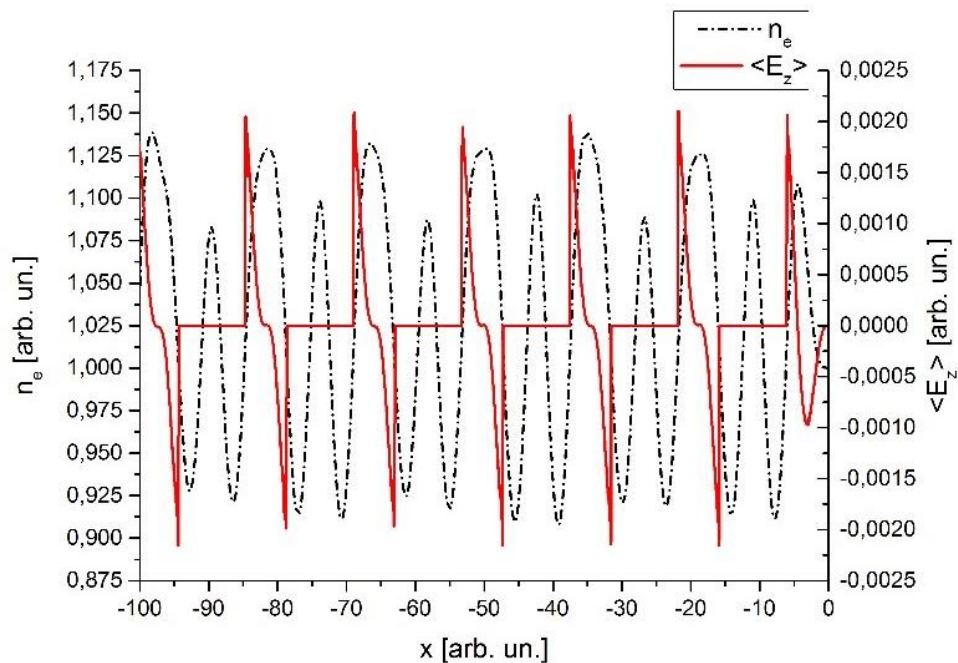


Рис. 4.10. Електронна густина плазми n_e на осі і середнє $\langle E_z \rangle$ значення кільватерного поля для $x = 3, \gamma_b = 1000$.

Кожний з розглянутих випадків дозволяє забезпечити однакове й однорідне фокусування.

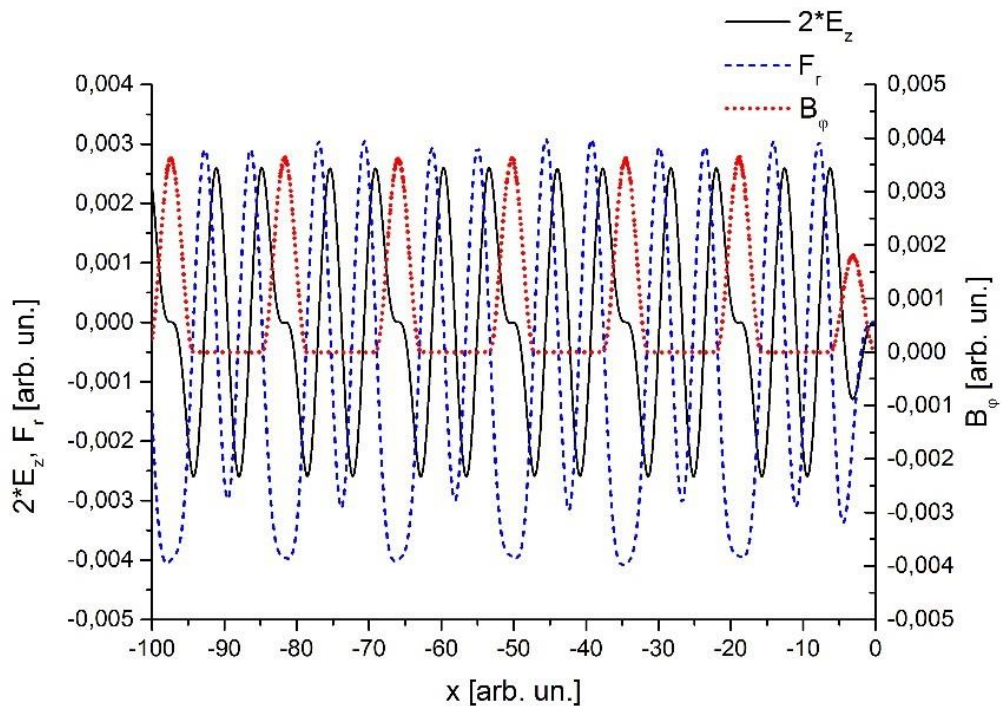


Рис. 4.11. Кільватерне поле E_z , радіальна сила F_r ($r = r_b$) й магнітне поле B_ϕ для $x = 3$, $\gamma_b = 1000$.

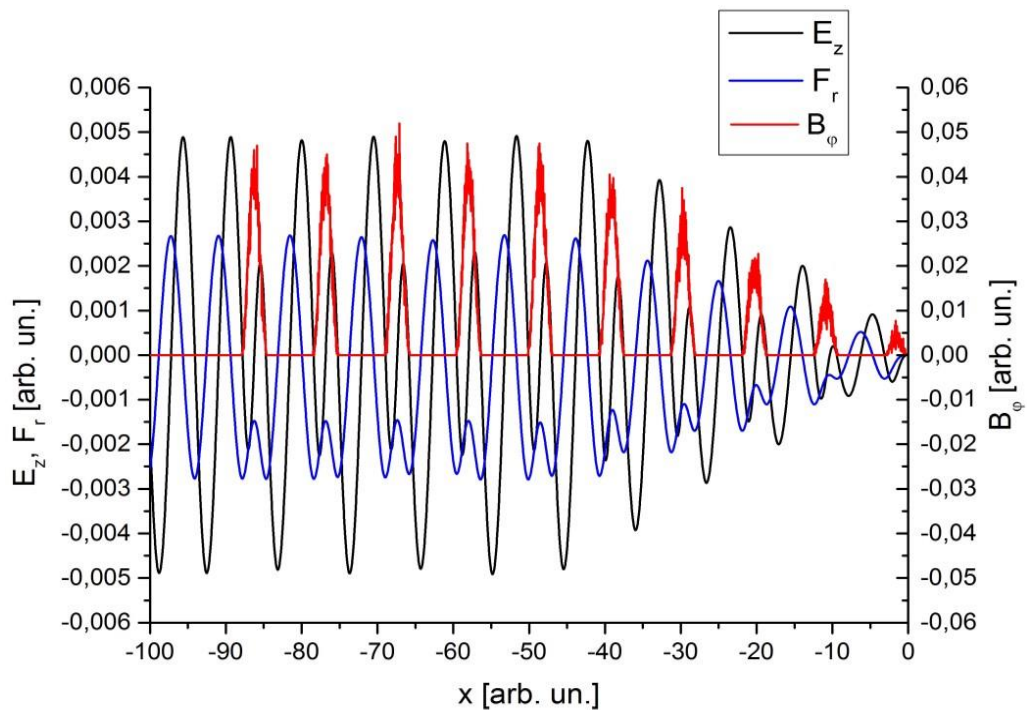


Рис. 4.12. Кільватерне E_z поле ($r = r_b$), радіальна сила F_r й магнітне поле B_ϕ для $x = 3$, $\gamma_b = 1000$.

Таким чином, виконане дослідження, його результати, дозволяють забезпечити, за дотримання означених параметрів, однакове й однорідне фокусування згустків позитронів.

4.2. Деякі особливості фокусування електронних та позитронних згустків в плазмі.

4.2.1. Постановка задачі та загальний опис фізичного процесу.

В колайдері необхідно забезпечити фокусування як електронних, так і позитронних згустків [85]. Коли довгий згусток електронів/позитронів вводять у плазму, сила фокусування не є однорідною. Результати дослідження висвітлено в [1].

Показано, що довгий позитронний згусток після фокусування руйнується швидше, ніж електронний згусток за рахунок бетатронних і плазмових коливань. Використовується циліндрична система (r, x) координат. Час t і поздовжній імпульс згустку P_z нормовані на ω_{pe}^{-1} та mc відповідно; густини електронів плазми n_e та згустків n_b нормовані на незбурену електронну густину плазми n_0 ; радіус згустку r_b та поздовжня координата ξ - на $c\omega_{pe}^{-1}$; поля нормовано на $E_0 = ct\omega_{pe}e^{-1}$. m, e – маса та заряд електрона, c – швидкість світла, ω_{pe} – частота електронів плазми, λ – довжина плазмової хвилі. Незбурена густина електронів плазми складає $n_{pe} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Час моделювання складає $60,1\omega_{pe}^{-1}$.

Релятивістський фактор складає $\gamma = 5$ для всіх згустків. Довжина згустків складала $L_b = 8\lambda$. *Стрілка на всіх рисунках цього підрозділу вказує напрямок руху згустків.* В підрозділі представлено результати вивчення збудження кільватерного поля в плазмі релятивістським згустком електронів і позитронів, отримані за допомогою 2,5D числового моделювання. Згустки розглядаються як ансамблі макрочастинок.

Просторовий крок дорівнює $0,1c\omega_{pe}^{-1}$. Крок за часом для електронів плазми дорівнює $0,1\omega_{pe}^{-1}$. Крок за часом для електронів згустку дорівнює $0,1\sqrt{\gamma_b}\omega_{pe}^{-1}$.

4.2.2. Результати моделювання.

Спочатку розглядається розподіл поля, збудженого довгим гауссовим електронним згустком у плазмі (рис. 4.14). У цьому випадку в плазмі в області гауссового згустку утворюється досить гладка електронна яма $n_e(\xi, r)$ (рис. 4.15).

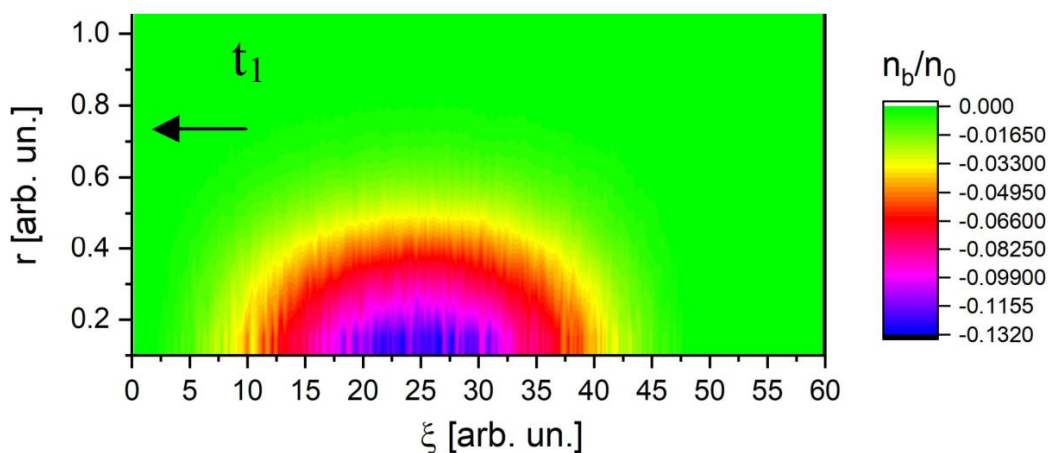


Рис. 4.14. Просторовий розподіл густини електронів гауссового згустку $n_b(\xi, r)$. $\gamma_b = 5$, $I_b = 10,2$ А. Мінус позначає заряд електронів.

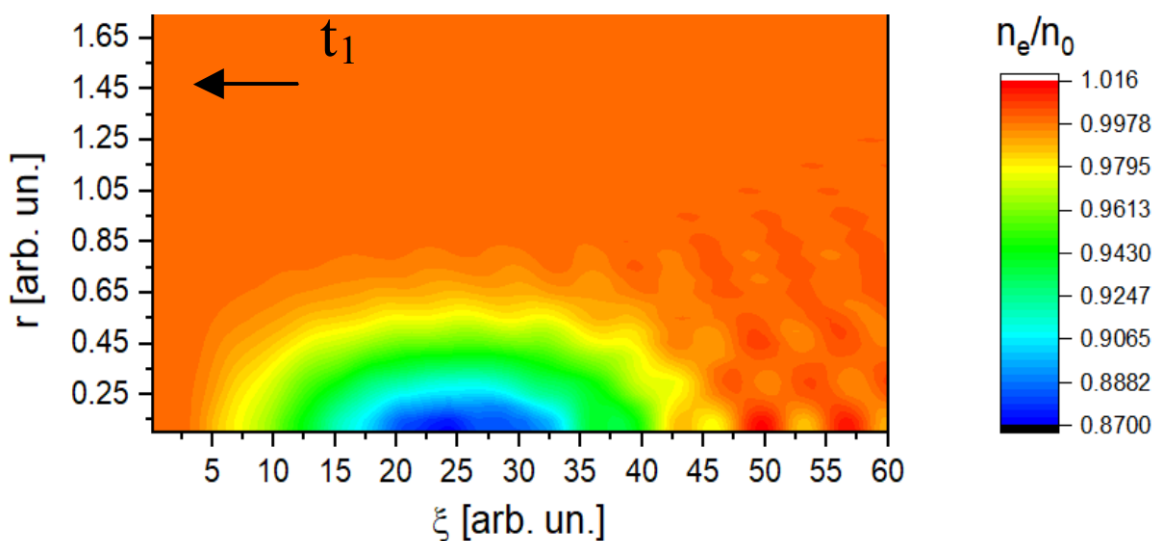


Рис. 4.15. Просторовий розподіл густини електронів плазми $n_e(\xi, r)$. $\gamma_b = 5$, $I_b = 10,2$ А. Мінус позначає заряд електронів.

Крім того, в області згустку спостерігається згладжена сила фокусування (рис. 4.16).

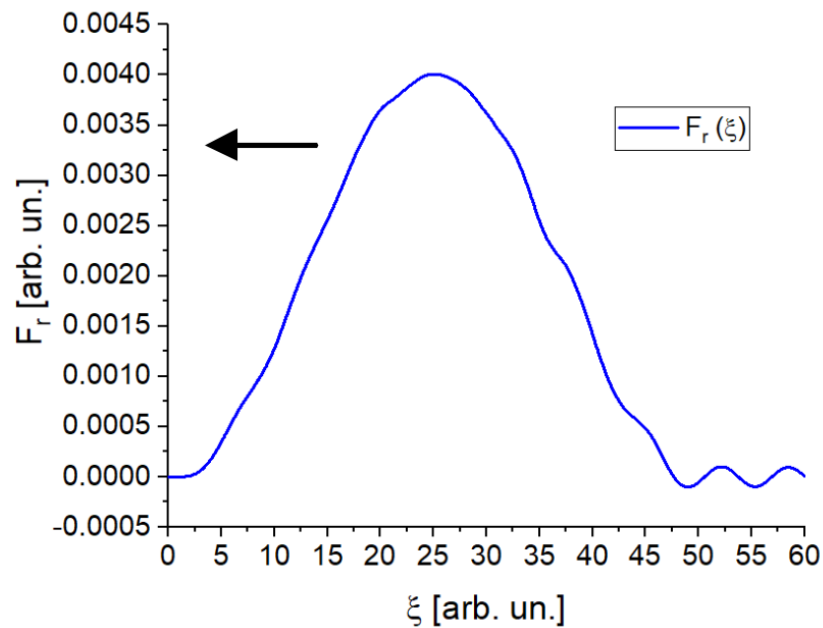


Рис. 4.16. Поздовжній розподіл сили фокусування $F_r(\xi)$.

Спочатку (приблизно протягом першої половини часу моделювання) спостерігається фокусування електронного згустку (рис. 4.17-4.19).

Найбільш сильному фокусуванню спостерігається в області центрів згустків (рис. 4.18).

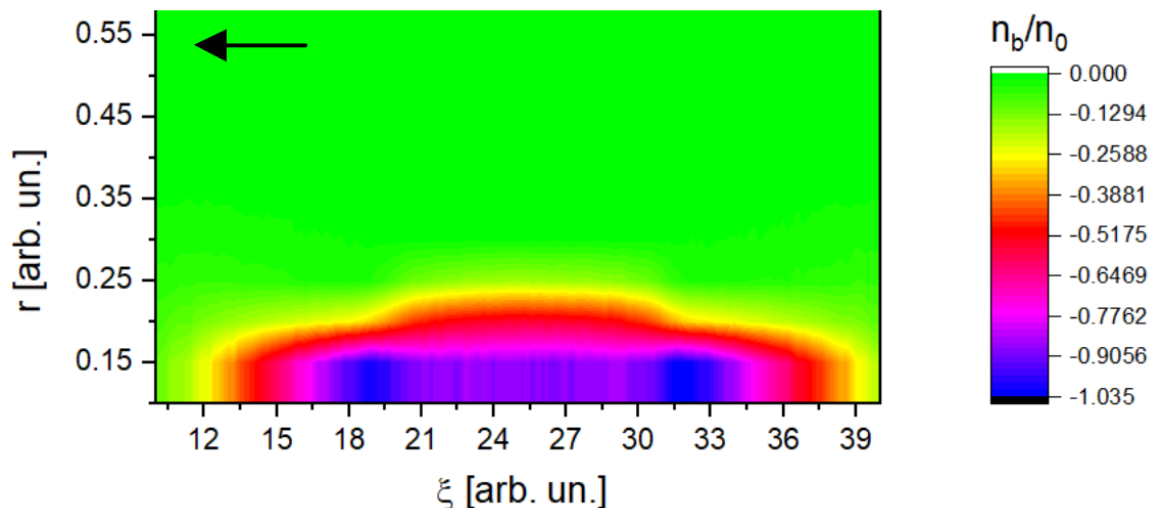


Рис. 4.17. Просторовий розподіл густини електронів гауссового згустку $n_b(\xi, r)$. $\gamma_b = 5$, $I_b = 10,2$ А. Мінус позначає заряд електронів.

Потім (приблизно через $t = 30\omega_{pe}^{-1} - 40\omega_{pe}^{-1}$) розвиваються бетатронні коливання. Оскільки частота бетатронних коливань для електронів згустку, розташованих на різних радіусах, різна, згусток розшаровується, а периферійні по радіусу електрони згустку розфокусуються (рис. 4.20). Загалом, руйнування згустку спостерігається по всьому діаметру.

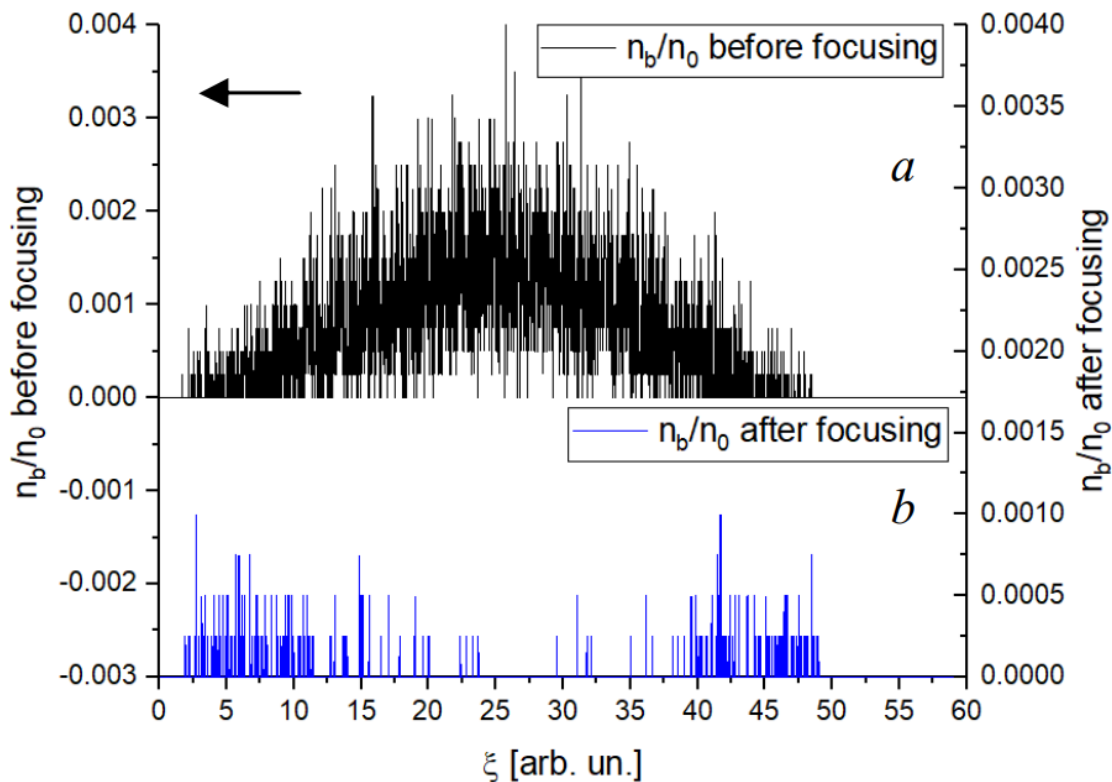


Рис. 4.18. Поздовжній розподіл електронної густини згустку $n_b(\xi, r = r_b)$: до фокусування (а); після фокусування (б)

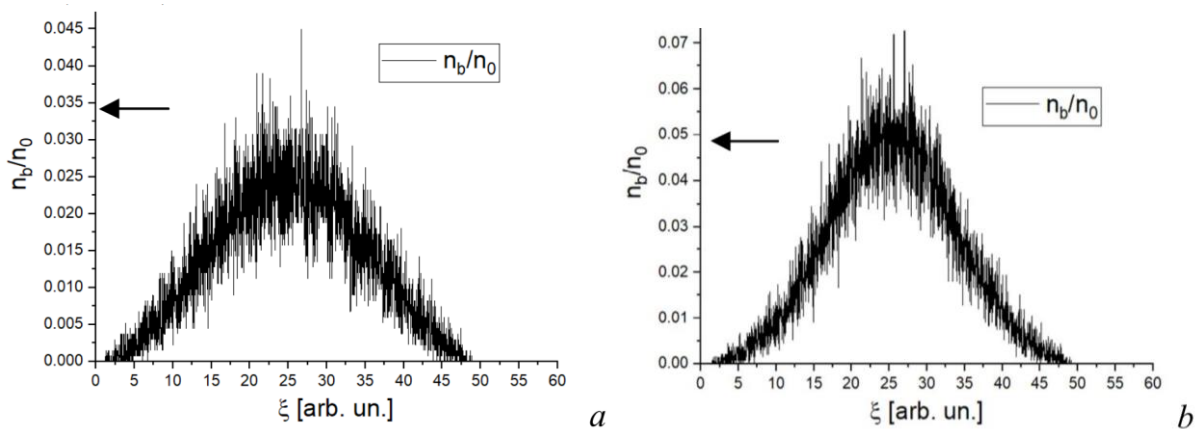


Рис. 4.19. Поздовжній розподіл електронної густини згустку $n_b(\xi, r = 0)$: до фокусування (а); після фокусування (б)

З порівняння Рис. 4.20 та 4.21 видно, що за один і той самий час згусток позитронів руйнується сильніше, ніж електронний. З самого початку коливання спостерігаються в другій частині моделювання (після $\xi = 30c/\omega_{pe}$) ямки електронної густини плазми (рис. 4.22). Тоді в плазмі збуджуються коливання електронної густини (рис. 4.23). Розвиток коливань видно на графіку $F_r(\xi)$ (рис. 4.24). В результаті згусток модулюється (рис. 4.25).

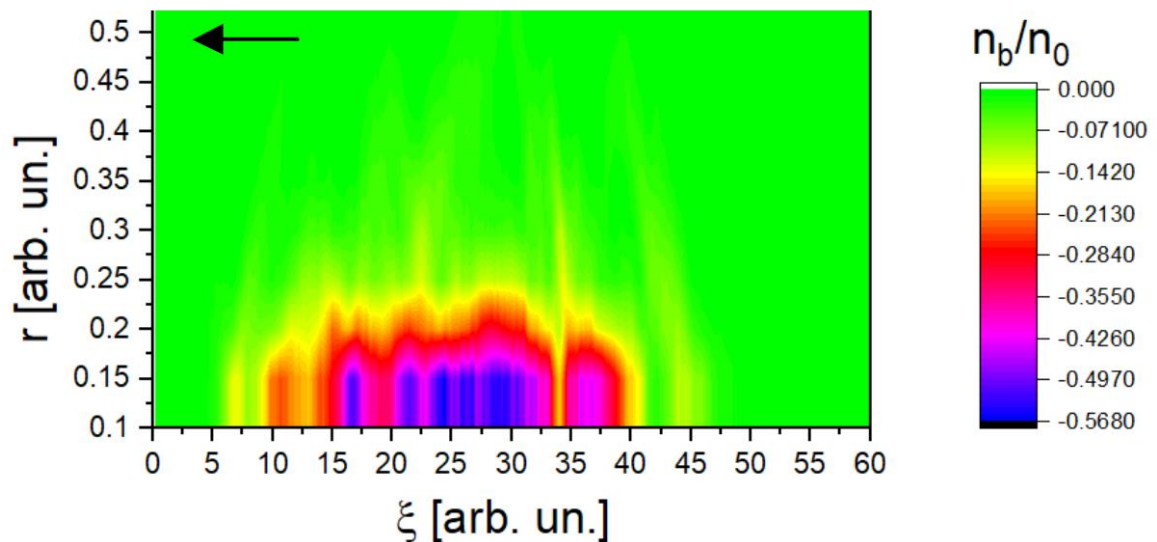


Рис. 4.20. Просторовий розподіл густини електронів гауссового згустку $n_b(\xi, r)$ з впливом бетатронних та плазмових коливань.

Мінус позначає заряд електронів.

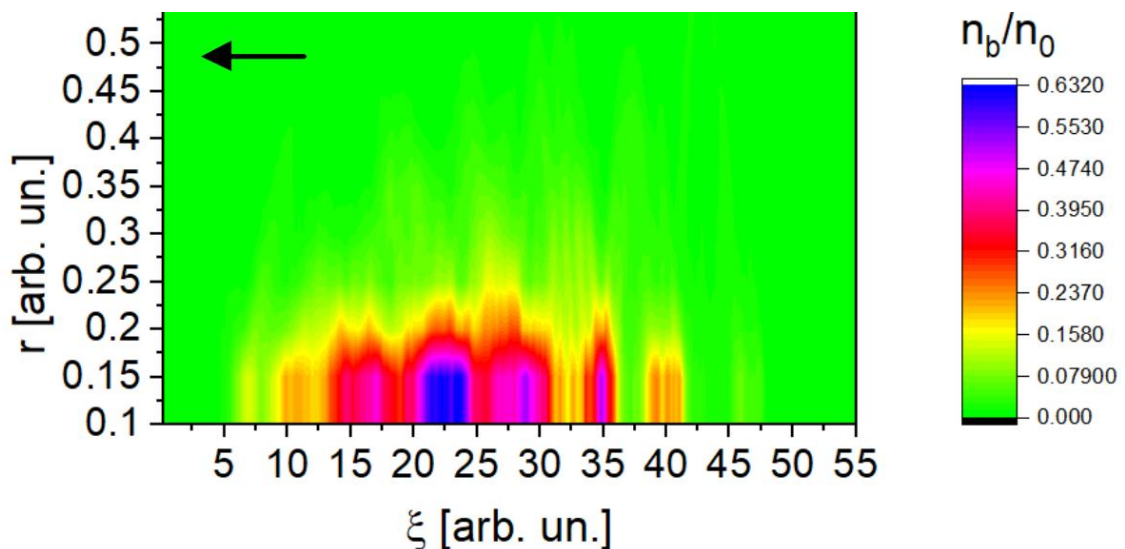


Рис. 4.21. Просторовий розподіл густини позитронів гауссового згустку $n_b(\xi, r)$ з впливом бетатронних та плазмових коливань.

Мінус позначає заряд електронів.

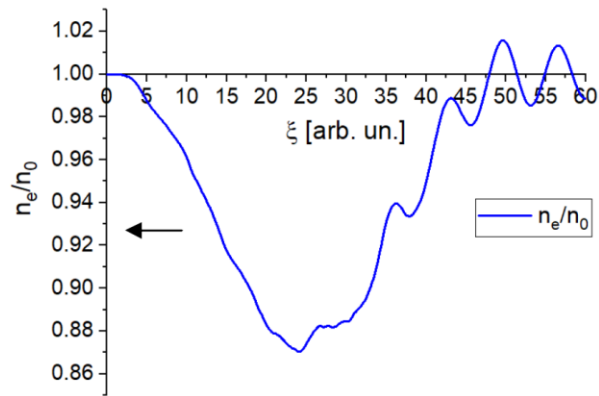


Рис. 4.22. Поздовжній розподіл електронної густини плазми $n_e(\xi, r = 0)$

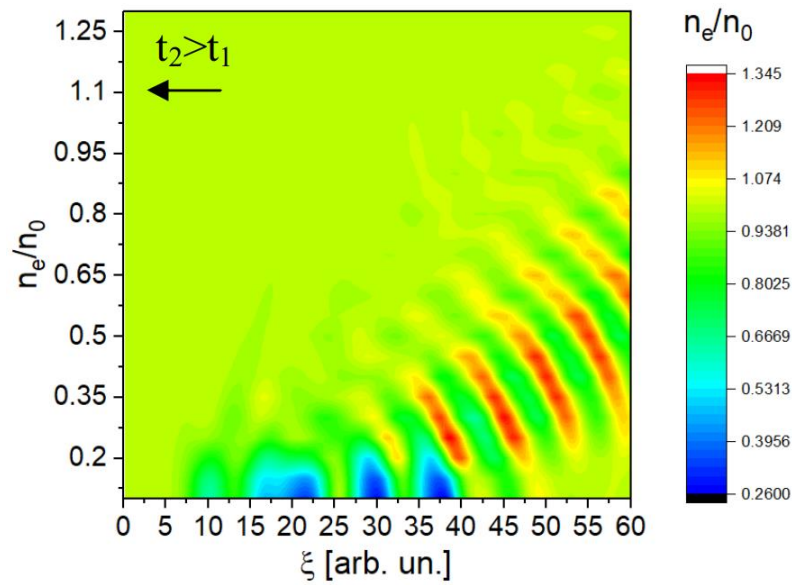


Рис. 4.23. Просторовий розподіл електронної густини плазми $n_e(\xi, r)$

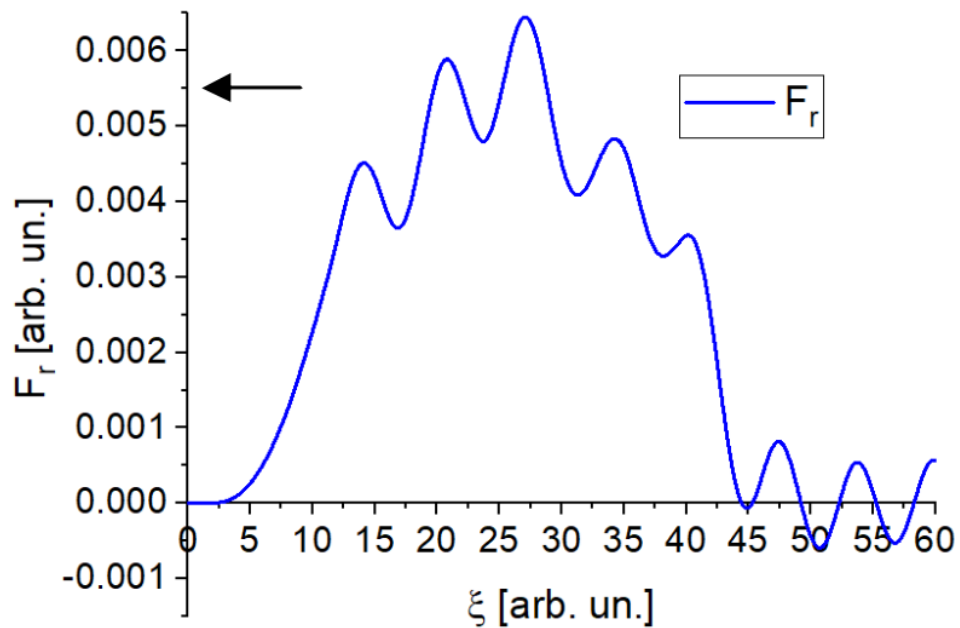


Рис. 4.24. Поздовжній розподіл сили фокусування $F_r(\xi)$

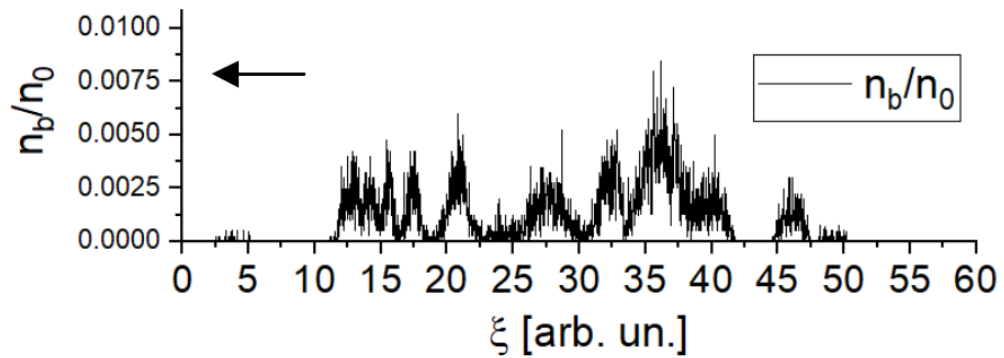


Рис. 4.25. Поздовжній розподіл густини електронів згустку $n_b(\xi, r = r_b)$ на великих (кінець моделювання) часах

Загалом руйнування згустку видно по всьому діаметру. Таким чином, показано неоднорідність сили фокусування та модуляцію релятивістських згустків електронів і позитронів при їх поширенні в плазмі за рахунок бетатронних і плазмових коливань. Крім того, було показано, що позитронний згусток руйнується сильніше і швидше, ніж електронний.

4.3. Збудження кільватерного поля в плазмі в нерезонансному випадку послідовністю релятивістських електронних згустків за суттєвого відхилення частоти інжекції згустків від резонансної.

4.3.1. Постановка задачі й схема моделювання.

У даному розділі представлені дані числового моделювання способу збудження кільватерного поля, коли це поле збуджується за допомогою нерезонансної послідовності релятивістських електронних згустків. Розглядався випадок суттєвого відхилення від резонансу, що складало 30%. Внаслідок цього кільватерне поле зростає ступінчасто. Під резонансом мається на увазі співпадіння плазмової частоти та частоти інжекції згустків.

Для стійкої роботи прискорювального обладнання слід використовувати довгу серію драйверів. Проте резонансний спосіб збудження кільватерного поля стає складнішим при застосуванні довгого ряду релятивістських електронних згустків через нерівномірність плазми в лабораторних умовах, яка змінюється в динаміці.

Тим не менш, кільватерні процеси фокусування/дефокусування в плазмі дозволяють відновити резонанс навіть за істотного відхилення частоти інжекції згустків від резонансної – перевірка цієї гіпотези основна ідея дослідження. Розглядається циліндрична система координат (r, z) . Час τ нормований на ω_{pe}^{-1} , усі відстані – на $c\omega_{pe}^{-1}$, густина n_e на густину електронів незбуреної плазми $n_{0e} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, струм згустка I_b – на mc^3e^{-1} , поля на $mc\omega_{pe}e^{-1}$, де m – маса електрона, e – заряд електрона, c – швидкість світла. ω_{pe} – плазмова частота електронів. Ці нормалізації також використовуються на рисунках. Релятивістський фактор згустків дорівнював $\gamma_b = 5$. Ми представляємо дані числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі послідовністю релятивістських згустків електронів, отримані за допомогою двомірного числового моделювання.

В підрозділі виконано числове моделювання збудження кільватерного поля в плазмі нерезонансною послідовністю релятивістських електронних згустків. Показано, що за оптимальних параметрів й у первинно нерезонансному випадку можливе відновлення резонансу.

Розглядалася резонансна асимптотика. Тобто, випадок збудження кільватерного поля, коли швидкість зростання є максимальною й нерезонансна послідовність вже самоочищена, в результаті чого взаємодія збудженого кільватерного поля з електронами згустку у фазах прискорення мала. Кільватерне поле зростає «кроками». Досліджується збудження кільватерного поля, вважаючи, що початкова густина плазми менша за резонансну густину $n_{0e} < n_{res}(\omega_m^2 m_e / 4\pi e^2)$ (ω_m – частота інжекції згустків).

Розглядається нерезонансний випадок, коли частота повторення згустків перевищує плазмову частоту. Розглядається відхилення від резонансу 30%.

4.3.2. Результати моделювання.

Спочатку розглядається збудження кільватерного поля в плазмі з поздовжнім розміром 160λ першими 32 згустками з довжиною (на половині висоти) $\xi_b = 0,2\lambda$ (рис. 4.26).

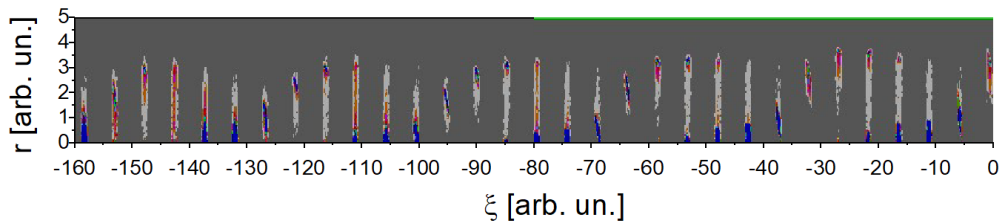


Рис. 4.26. Еволюція (в часі) густини згустку при $\gamma_b = 5$; $\frac{(n_e - n_{res})}{n_{res}} = -0,3$,
 $\xi_b = 0,2\lambda$, $I_b = 17,87$ А, $z = 60$. Згустки рухаються від 160 до 0.

Ми бачимо, що 11-й і 12-й згустки схожі на перший згусток. Вони призводять до збільшення (беруть участь у збудженні) амплітуди кільватерного поля (рис. 4.27, 4.28). З рис. 4.27, 4.28 видно, що після точки, де амплітуда кільватерного поля максимальна (див. рис. 4.28), вона зростає приблизно ступінчасто. Це означає, що середні (проміжні) згустки розфокусовані та не взаємодіють з кільватерним полем. Параметри згустків у точці інжекції аналогічні параметрам, які мають згустки в точці, де амплітуда кільватерного поля, збуджуваного в цей час цими згустками, досягає максимуму. Спостерігається «самоочищення», тобто, дефокусування згустків з фаз прискорення кільватерним полем. Звичайно, ситуація, коли відхилення значення частоти згустків від резонансної досягає 30%, не є простою з точки зору його відновлення, проте спостерігається й процес «самоочищення» послідовності згустків, так само як й відновлення резонансу.

Внаслідок цього, амплітуда кільватерного поля зростає (рис. 4.29). На перші згустки на фронтах биттів і на останні згустки на кінцях биттів радіальна фокусуєча сила, яка впливає, приблизно дорівнює 0 (рис. 4.30).

Биття на початку ідентичні, тому ми можемо припустити, що існує симетрія між поведінкою згустків як на початку, так і в кінці биття.

Коли амплітуда кільватерного поля збільшується, биття скорочується, тому симетрія швидко руйнується. Згустки в кінцях биття при майже нульовій силі фокусування потрапляють в кінцеву силу фокусування.

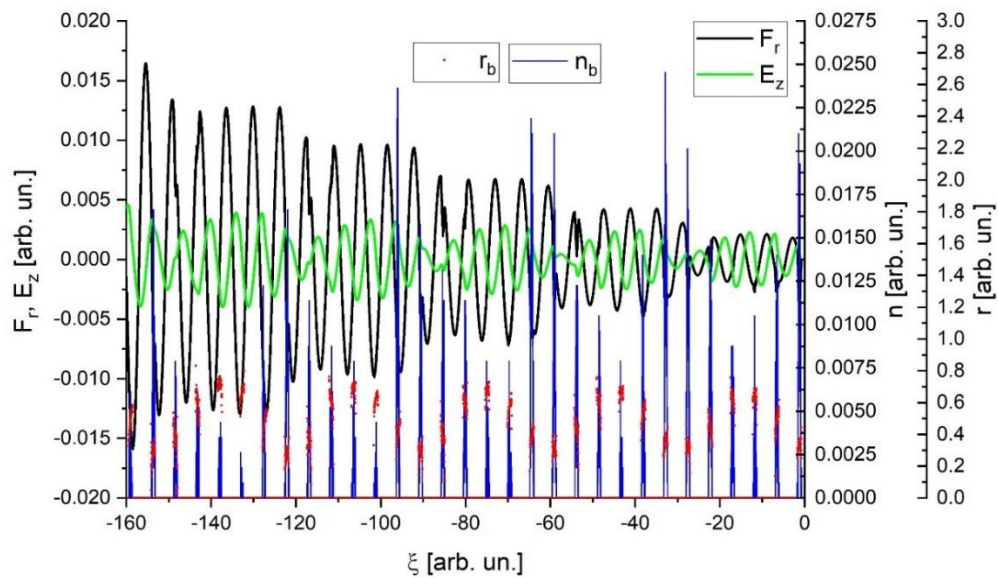


Рис. 4.27. Збудження кільватерного поля E_z поза віссю, густина згустків поза віссю n ($r = r_b$) для $\gamma_b = 5$, $\xi_b = 0,2\lambda$, $I_b = 17,87$ А, $z = 40$ ланцюгом із 32-х згустків у нерезонансному випадку $\frac{(n_e - n_{res})}{n_{res}} = -0,3$. Згустки рухаються від 160 до 0.

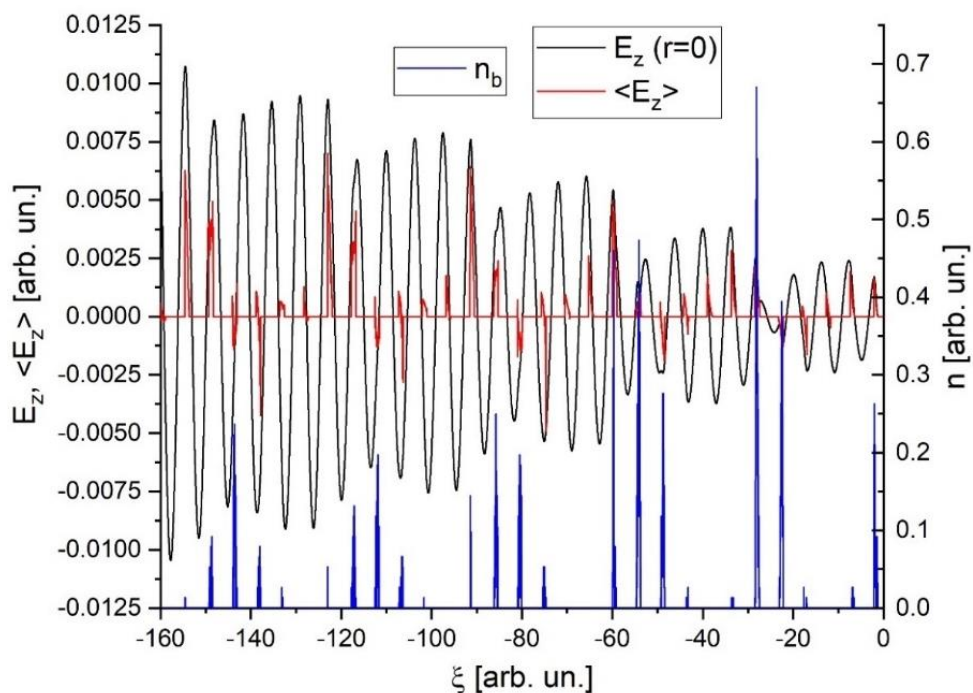


Рис. 4.28. Збудження кільватерного поля E_z на осі, густина згустків поза віссю $n_b(r = r_b)$, середнє значення поздовжнього кільватерного поля $\langle E \rangle = \int dr r E_z n_b / \int dr r n_b$ для $\gamma_b = 5$, $\xi_b = 0,2\lambda$, $I_b = 17,87$ А, $z = 60$ ланцюгом із 32-х згустків у нерезонансному випадку $\frac{(n_e - n_{res})}{n_{res}} = -0,3$.

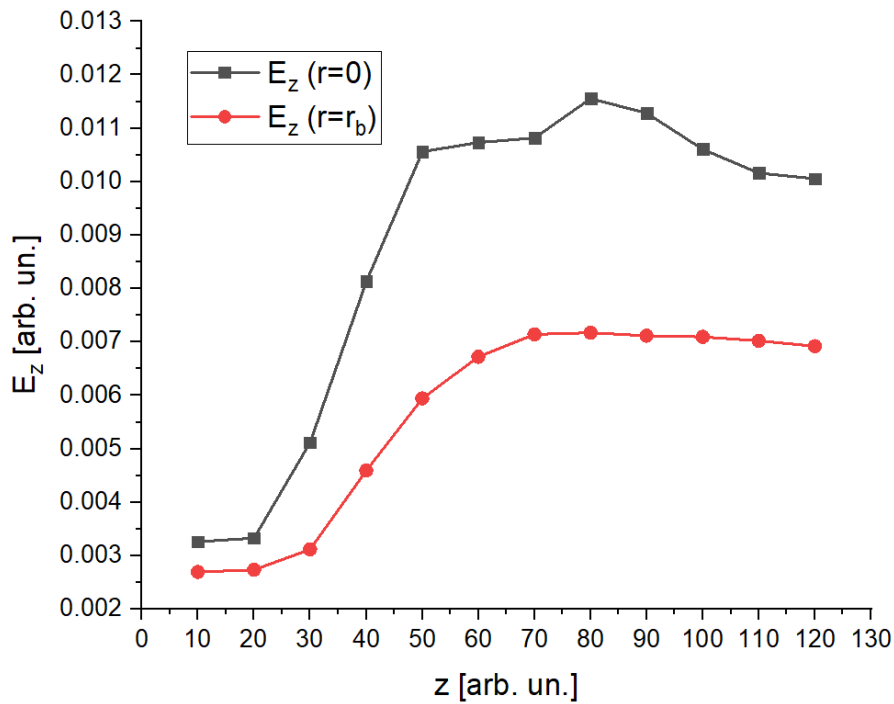


Рис. 4.29. Амплітуда E_z як функція координати z вздовж плазми

Згустки, що сповільнюються, потрапляють у фази невеликої радіальної кільватерної сили, і тому згустки, що сповільнюються, мають будь-який час для значного дефокусування. Згустки, що залишаються, потрапляють у фази з невеликою силою кільватерного фокусування.

Оптимальний випадок (максимальна амплітуда і швидкість росту) – це випадок, коли багато згустків вже розфокусовані. Ті, які призводять до зростання амплітуди кільватерного поля й спочатку були сфокусовані, а пізніше повертаються приблизно до початкового радіуса.

Необхідно знайти, які радіальні сили діють на згустки при їх русі всередині плазми. Ці згустки не завжди піддаються впливу поля фокусування і інтенсивно збуджують кільватерне поле при русі в плазмі. Але вони, в деяких випадках, можуть рухатися під впливом змінного поля в околі нульового поля фокусування. Вони можуть перебувати під дією позитивної, негативної або нульової сили фокусування.

Таким чином, було вивчено сильно нерезонансний режим. В ході дослідження спостерігався ефект відновлення резонансу за рахунок дефокусування згустків, що розташовані в фазах прискорення. Спостерігалось

відновлення резонансу з наступним ступінчастим зростанням кільватерного поля.

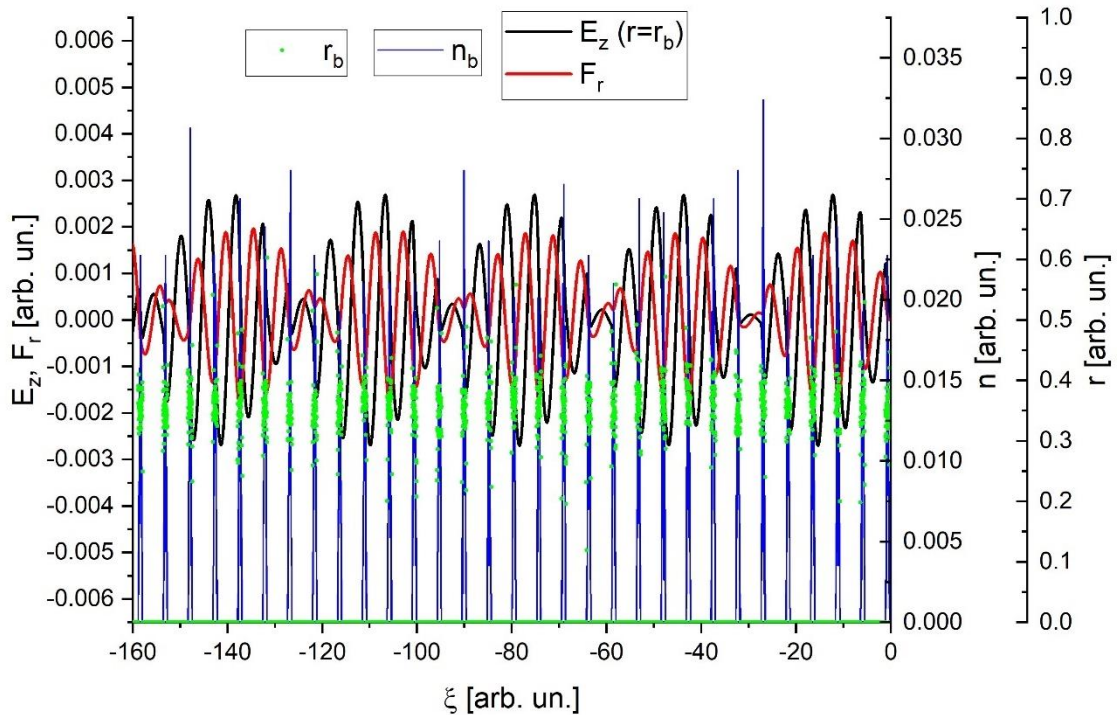


Рис. 4.30. Збудження кільватерного поля E_z поза віссю, густина згустків поза віссю n ($r = r_b$) для $\gamma_b = 5$, $\xi_b = 0,2\lambda$, $I_b = 17,87$ А, $z = 10$, ланцюгом із 32-х згустків у нерезонансному випадку $\frac{(n_e - n_{res})}{n_{res}} = -0,3$.

4.4. Фокусування електронних згустків при збудженні кільватерного поля в плазмі в залежності від довжини згустків та відстані між ними.

За допомогою двовимірного числового моделювання досліджено просторовий розподіл фокусуєної сили, що діє на згустки електронів при розповсюдженні електронних згустків у плазмі в залежності від довжини згустку та відстані між згустками для різних профілів струму згустку.

Питання плазмового фокусування електронних згустків і, зокрема, релятивістських електронних згустків, не втрачають своєї актуальності. У багатьох публікаціях [82], [97], [135] на цю тему процес фокусування визначається як плазмова лінза, в якій істотна роль плазми зводиться до компенсації просторового заряду згустку. При цьому часовий процес компенсації заряду є не що інше, як процес збудження кільватерного поля.

Таким чином, коли електронний згусток рухається в плазмі, на його електрони діють сили фокусування власного магнітного поля і радіального кільватерного поля і сила дефокусування просторового заряду згустку. Співвідношення між ними визначає динаміку ефекту фокусування. Дослідження цього процесу особливо важливо для згустку скінченної довжини та неоднорідного профілю струму.

Деякі попередні дослідження фокусування прямокутного профільованого згустку збудженим плазмовим кільватерним полем представлені в [1]. Двовимірний розгляд збудження кільватерного поля плазми нерезонансною послідовністю згустків показав суттєвий ефект фокусування, що призводить до хвильового процесу биття з монотонним зростанням збудженого кільватерного поля.

У цьому підрозділі досліджено еволюцію сили фокусування, що діє на згустки електронів, при збудженні кільватерного поля в плазмі послідовністю згустків залежно від довжини згустку та відстані між згустками для різних профілів струму згустку.

4.4.1. Постановка задачі й схема моделювання.

Розглядається рух послідовності з одного, двох і більше згустків у холодній плазмі. Довжина кожного згустку приймається рівною $0,5\lambda_{pe}$, а відстань між згустками складає λ_{pe} , де λ_{pe} – довжина плазмової хвилі. Вказані довжини та відстані є базовими, тобто відносно них відбувається варіація параметрів задля досягнення мети дослідження.

Послідовність релятивістських електронних згустків, що рухаються в плазмі, збуджує кільватерне поле. Перший згусток відчуває силу фокусування власного магнітного поля, силу дефокусування просторового заряду і силу фокусування кільватерним полем, збуджуваним самим згустком. Другий згусток, як і будь-який наступний згусток у випадку довгої послідовності, також піддається впливу кільватерного поля, збудженого всіма попередніми згустками.

Просторові розподіли всіх радіальних фокусуєчих сил досліджено за допомогою 2,5-вимірного числового моделювання. Плазма розглядається як холодна електронна рідина, а згустки як ансамблі макрочастинок. Іони плазми являють собою нерухомий фон. Використовується азимутально-симетрична циліндрична система координат (r, z) . Згустки циліндричні з радіусом $r_b = 0,1\lambda_{pe}$.

Час обезрозмірений до зворотної плазмової частоти ω_{pe}^{-1} , відстані до плазмової довжини хвилі $\lambda_{pe}/2\pi = c\omega_{pe}^{-1}$, густини до незбуреної електронної густини плазми n_{0e} , струм згустку до струму $I_a = mc^3/e = 17$ кА, електричне поле до $E^* = mc\omega_{pe}/e$, сила до $mc\omega_{pe}$, де m – маса електрона, e – заряд електрона, c – швидкість світла в вакуумі. Просторовий крок дорівнює $0,02\lambda_{pe}$. Часовий крок для електронів плазми дорівнює $0,1\omega_{pe}^{-1}$, а для електронів згустку $0,1\gamma_b^{1/2}\omega_{pe}^{-1}$, де $\gamma_b = 1000$ – релятивістський фактор електронів згустку.

4.4.2. Результати моделювання. Дослідження сили фокусування у випадку згустків з однорідним розподілом струму.

Спочатку розглянемо випадок збудження кільватерного поля плазми згустками, заряд яких розподілений однорідно вздовж згустку. Результати досліджень було частково висвітлено здобувачем в [2].

На рис. 1 показано результати моделювання збудження кільватерного поля в плазмі двома згустками з однорідним розподілом заряду. Текст під рис. 1 описує логіку для знаходження сили фокусування за збудженим кільватерним полем E_w і сили фокусування за допомогою власного магнітного поля згустку βH_ϕ , $\beta = v/c$, де v — швидкість електронів. На рис. 1 можна побачити радіальне електричне поле E_r , яке складається з радіального кільватерного поля E_w і кулонівського поля E_Q . Загальна радіальна сила F_r дорівнює $F_r = E_r + \beta H_\theta = -E_Q + E_w + \beta H_\theta = E_w - E_Q/\gamma_b^2$.

Для релятивістського випадку $\gamma_b \gg 1$ сила фокусування F_r повністю визначається кільватерним полем E_w . $F_r > 0$ відповідає випадку фокусування,

$F_r < 0$ – випадку розфокусування. Коли радіальне кільватерне поле досягає порогу $E_w = E_Q / \gamma_b^2$, $F_r = 0$ й дефокусування змінюється на фокусування.

Розвиток компенсації просторового заряду згустку є таким самим, як еволюція процесу збудження кільватерного поля.

Коли згусток тільки вводиться в плазму, його просторовий заряд ще не скомпенсований. Потім сила просторового заряду згустку виштовхує електрони плазми з об'єму згустку.

Виникаючий позитивний об'ємний заряд компенсує негативний об'ємний заряд згустку і фокусує згусток. Іншими словами, ця картина описується початком збудження кільватерного поля плазми, радіальна складова якого фокусує згусток.

Як видно на рис. 4.38, у передній частині першого згустку, де електрони плазми ще не витіснені з об'єму згустку, сила дефокусування згустку (як у випадку вакууму) сильно зменшується $F_r = E_Q / \gamma_b^2 \ll E_Q$.

У процесі розвитку процесу збудження кільватерного поля в плазмі вздовж згустку E_w зростає так, що на деякій відстані $E_w = E_Q / \gamma_b^2$ починається фокусування. У середині першого згустку відбувається компенсація заряду іонами плазми і досягається $E_r = 0$.

Далі вздовж згустку електрони плазми розходяться за інерцією за рахунок імпульсу, отриманого в полі просторового заряду згустку. Розширення електронів за інерцією означає появу поля E_r протилежного знаку від дефокусування до фокусування.

Іншими словами, розвиток процесу збудження кільватерного поля відбувається із збільшенням E_w . Як видно на рис. 4.31, $E_r \approx E_Q$ досягається в другій половині 1-го згустку. Отже, $F_r \approx 2E_Q \approx E_w$ досягається в другій половині 1-го згустку. З $E_r \approx E_Q$ можна зробити висновок, що в другій половині 1-го згустку нормалізована на βH_0 сила фокусування дорівнює 2.

Як видно з рис. 4.31, передня частина другого згустку розфокусована силою F_r , що дорівнює силі фокусування на другій частині першого згустку. У другій половині другого згустку сумарне кільватерне поле двох однакових

згустків збільшується в 2 рази і, відповідно, сила фокусування також зростає в 2 рази, оскільки сили Кулона і Лоренца однакові для обох згустків і майже компенсують одна одну. Для другої половини другого згустку $F_r/\beta H_0 \approx 4$.

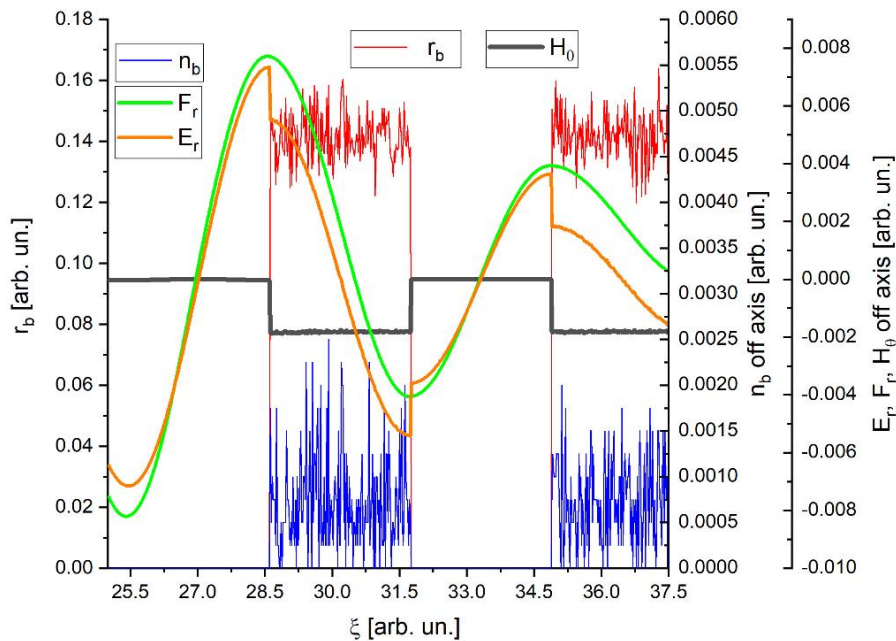


Рис. 4.31. r_b – радіус згустку, n_b – густина електронного згустку, H_0 – позаосьове ($r=r_b$) магнітне поле, E_r – позаосьове поперечне електричне поле, F_r – усереднена сила фокусування. Розподіл струму згустків є однорідним.

Важливо відзначити, що врахування кільватерного поля дозволяє виявити динаміку виникнення сил фокусування та оцінити їх значення при збудженні кільватерного поля плазми послідовністю релятивістських згустків електронів. Оскільки сила просторового заряду згустку та сила фокусування згустку власним магнітним полем однакові для всіх згустків послідовності і в релятивістському випадку майже повністю компенсують одна одну, сила фокусування повністю визначається збудженим кільватерним полем в плазмі. Як ми зазначили вище, сила фокусування в розглянутих випадках точно відповідає динаміці кільватерного поля, дослідження кого необхідно для вирішення проблем прискорення.

4.4.3. Дослідження сили фокусування у випадку згустків з неоднорідним розподілом струму.

У цьому підрозділі розглядаються три неоднорідних розподілу заряду вздовж згустку: розподіл струму за законом косинуса, лінійне зростання та лінійне спадання. На рис. 4.32(а) показано збудження кільватерного поля двома згустками, розподіл струмів яких змінюється за косинусним законом. З рис. 4.32(а) видно, що зміна профілю струму згустку від однорідного до такого, що змінюється за косинусною залежністю, призводить до зміни сили фокусування. На рис. 4.32(б) збудження кільватерного поля показано двома згустками з лінійно зростаючим розподілом струму. Довжина кожного згустка дорівнює $0,5\lambda_{pe}$. Відстань між згустками складає λ_{pe} . Це означає резонансний випадок для довгої послідовності. Видно, що за даними на рис. 4.32(б) кільватерне поле компенсує електричне поле першого згустку. Нормована кільватерна сила фокусування не перевищує 1 для першого згустка у випадку лінійно зростаючого розподілу струму.

У другій половині другого згустку спостерігається значення нормованої сили фокусування $F_r/\beta N_\theta = 2,5$. На рис. 4.32(в) показано процес збудження кільватерного поля двома згустками, струм яких лінійно спадає. Довжина кожного згустку дорівнює $0,5\lambda_{pe}$. Відстань між згустками складає λ_{pe} (резонансний випадок). У цьому випадку очевидно, що навіть для найбільш несприятливого інтервалу згустків, переважне фокусування кільватерного поля згустків спостерігається для других частин обох згустків.

З рис. 4.31-4.32 видно, що для чотирьох розподілів струму згустків з довжиною $0,5\lambda_{pe}$ та відстанню між згустками λ_{pe} , передні частини других згустків розфокусовані, а задні сфокусовані.

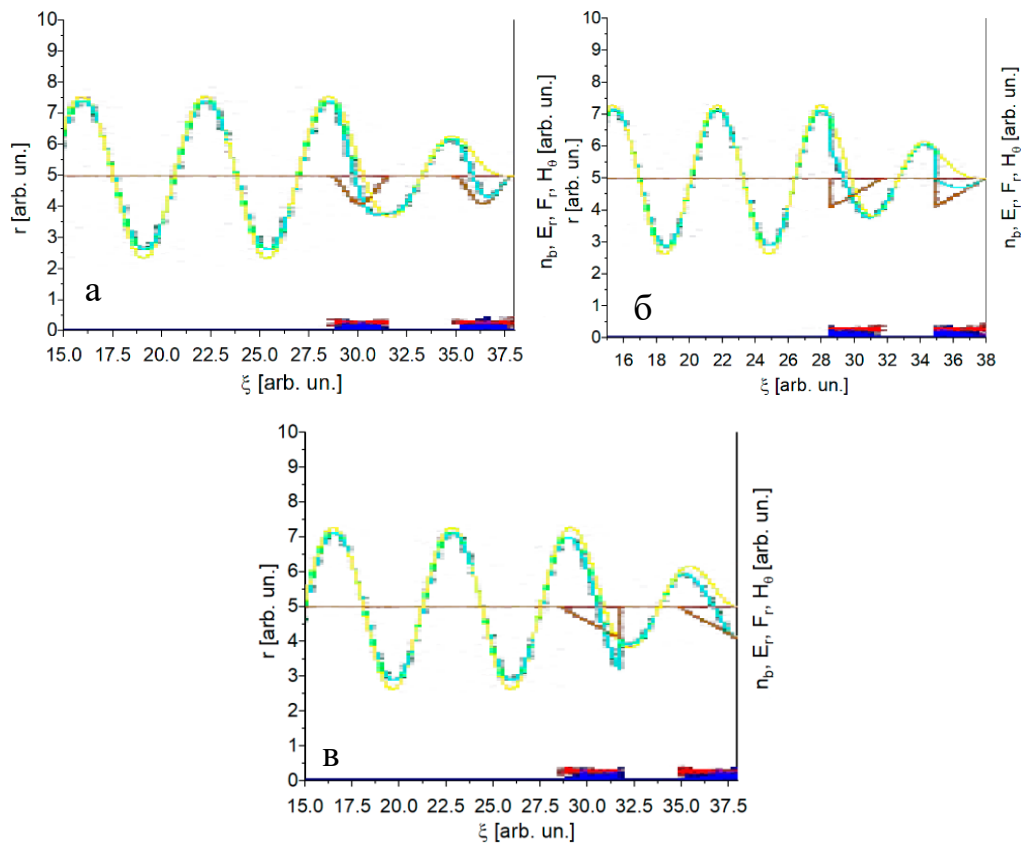


Рис. 4.32. r_b – радіус згустку (червона лінія), n_b – електронна густина згустків (синя лінія), H_0 – позаосьове магнітне поле (коричнева лінія), E_r – позаосьове поперечне електричне поле (світло-блакитна лінія), F_r – усереднена сила фокусування (жовта лінія). Розподіл струму згустків відповідає закону косинуса (а), є лінійно зростаючим (б) та є лінійно спадаючим (в).

4.4.4. Дослідження розподілу сили фокусування в залежності від довжини згустків.

На рис. 4.33(а, б) показана залежність нормованої сили фокусування від довжини для першого однорідного згустку (рис. 4.33(а)) та для першого згустку, струм якого лінійно зростає. (Рис. 4.33(б)).

Оскільки довжини згустків ℓ_b збільшуються, дві причини визначають збільшення фокусуєчого кільватерного поля F_r , що діє на згустки. Якщо ми збільшуємо довжину згустків, зберігаючи їх струм j_{b0} , фокусуєче кільватерне поле зростає за рахунок зростання зарядів Q ($\sim \ell_b j_b$) згустків. ℓ_b , j_{b0} – довжина згустку та його струм. При цьому завдяки тому, що відношення довжини

згустку до довжини збудженої хвилі ℓ_b/λ збільшується, хвости згустків проникають в області дедалі більшого фокусуємого кильватерного поля.

При цьому величина $N_{\theta} \sim j_{b0}$ не змінюється. Якщо збільшувати довжину згустків, зберігаючи їх заряди Q , амплітуда F_r зменшується, оскільки електрони згустків, що збуджують кильватерне поле, потрапляють у дедалі менші E_z . При цьому, завдяки тому, що відношення довжини згустку до довжини збудженої хвилі ℓ_b/λ збільшується, хвости згустків проникають в область дедалі більшого фокусуємого кильватерного поля. Також зменшується значення $N_{\theta} \sim j_b \sim j_{b0}/\ell_b$. Отже, в обох випадках є дві ідентичні причини збільшення $E_r^{(w)}/N_{\theta}$.

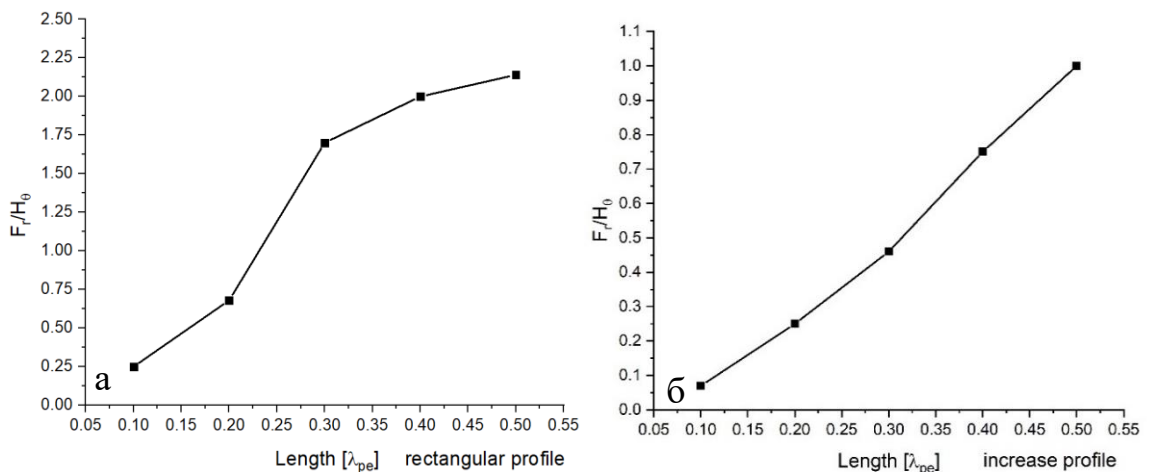


Рис. 4.33. Сила фокусування (нормована на магнітне поле згустку βN_{θ}) залежно від довжини першого однорідного згустку. Однорідний профіль струму згустку (а), зростаючий профіль струму згустку (б).

Таким чином, в обох випадках: і при збільшенні довжини згустку при збереженні його заряду, і при збільшенні довжини згустку при збереженні струму відношення $E_r^{(w)}/N_{\theta}$ приблизно однакове. Для першого напівхвильового однорідного згустку нормована сила фокусування зростає від переднього краю згустку, де вона дорівнює 0, до хвоста згустку, де приблизно дорівнює 2. Для першого згустку струм, що лінійно зростає вздовж нього, зростає також від переднього краю згустку, де він дорівнює 0, до заднього краю згустку, де струм дорівнює 1. З рис. 4.32(а, в) можна бачити, що для

нормованої сили фокусування згусток, струм якого лінійно спадає, а для згустку гауссового типу, струм якого розподілений вздовж згустку за законом косинуса, нормована сила фокусування досягає максимальних значень біля хвоста згустку.

4.4.5. Дослідження сили фокусування в залежності від відстані між згустками.

На рис. 4.34 (а, б) можна побачити нормовану силу фокусування в залежності від відстані між згустками та довжини згустків у випадку однорідного згустку (рис. 4.34(а)) та у випадку згустку із зростаючим розподілом струму (рис. 4.34(б)).

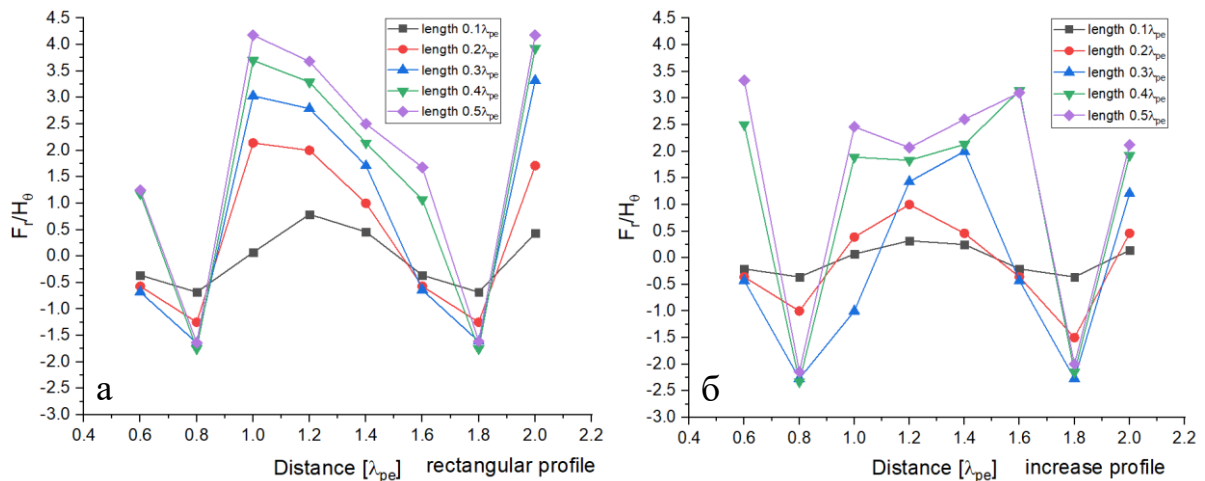


Рис. 4.34. Сила фокусування (нормована на магнітне поле згустку βN_θ) для другого згустку в залежності від відстані між згустками та довжини згустку.

Однорідний профіль струму (а), зростаючий профіль струму (б).

З рис. 4.34(а, б) видно, що можна ідентифікувати оптимальну довжину згустків і відстань між ними, за якими спостерігається максимальна нормована сила фокусування. Для однорідних згустків максимальна нормована сила фокусування досягається за резонансного випадку. У випадку згустків зі зростаючим струмом краще використовувати довгі згустки $0,4\lambda_{pe}$ - $0,5\lambda_{pe}$ з відстанню від $1,0\lambda_{pe}$ до $1,4\lambda_{pe}$ за результатами дослідження.

У разі однорідного розподілу кожного згустку, максимальна сила фокусування зростає з ростом довжини згустку.

Нормована сила фокусування для другого згустку досягає приблизно 4 для згустків довжиною $0,5\lambda_{pe}$ в резонансному випадку, тобто на відстані між згустками, що дорівнює цілому числу довжин хвиль. На всіх інших відстанях, як для коротших згустків, так і для згустків зі струмом, що лінійно зростає вздовж згустку, нормована сила фокусування менша.

У випадку згустків з лінійним зростанням струму вздовж згустку максимальна нормована сила фокусування зростає з довжиною згустку.

При зміні як довжини згустку, так і відстані між згустками, нормована сила фокусування для другого згустку трохи перевищує 3, коли відстань між згустками складає $0,6\lambda_{pe}$ плюс ціле число λ_{pe} .

У разі лінійно спадаючих і косинусних профілів струму, переважно спостерігається лише кільватерне фокусування в області хвостів згустків для обраних відстаней між згустками через особливості цих розподілів. Ближче до хвостів згустків, струм згустків наближається до нуля.

Висновки до розділу 4.

В ході дослідження було показано, що в запропонованих умовах усі позитронні гауссові згустки, за винятком першого згустку (або кількох профільованих згустків) послідовності, фокусуються однаково, але центри згустків фокусуються повільніше, ніж їхні фронти. Щоб реалізувати таку схему фокусування гауссових (косинусних) згустків позитронів, необхідно врахувати, що заряди всіх згустків у 1,4 рази більші за заряд першого згустку. Відстань між 1-м та 2-м згустками складає $(k + 8^{-1})\lambda$, $k = 1, 2, 3 \dots$ Між іншими згустками є кратною λ .

Також реалізується ідентичне та однорідне фокусування, якщо заряди перших N -подібних згустків збільшуються вздовж послідовності відповідно до: $2k - 1, k \leq N$. Заряди (струм) наступних згустків дорівнюють $2N$. Електронні згустки, розподілені через $1,5\lambda$, мають гауссівські профілі в

поздовжньому та поперечному напрямках. Довжина згустка (за основою) дорівнює $\lambda/2$.

Шляхом числового моделювання було продемонстровано, що можливим є відновлення резонансу за збудження поля в плазмі нерезонансною послідовністю релятивістських електронних згустків. Це породжує режим, при якому глибоко в плазмі амплітуда кільватерного поля зростає ступінчасто при найвищим темпі зростання. Крім того, за допомогою числового моделювання було показано, що в цьому режимі нерезонансна послідовність втрачає деякі електрони через дефокусування згустків з фаз прискорення.

Взаємодія кільватерного поля з електронами від прискорювальних фаз виявляється досить слабкою в цьому режимі.

Досліджене питання фокусування електронних згустків при збудженні кільватерного поля в плазмі в залежності від довжини згустків та відстані між ними. Моделювання виникнення та еволюції фокусуєчих сил під час руху послідовності електронних згустків у плазмі показало, що окрім поля кулонівського відштовхування та фокусуєчого магнітного поля згустків, які залежать лише від згустку, заряду i , отже, постійні, збуджене еволюціонуюче кільватерне поле також діє на електрони згустку. Перші два поля, як і у вакуумі, сумарно створюють відштовхування електронів згустку в γ_b^2 разів менше, ніж саме кулонівське. Для релятивістського випадку $\gamma_b^2 \gg 1$ це зменшення суттєве, так що для згустків скінченної довжини збуджене кільватерне поле вже на невеликій відстані від фронту згустку досягає порогового значення, при якому повна сила є фокусуєчою. Динаміка розвитку сумарної сили фокусування повністю визначається лише процесом збудження кільватерного поля вздовж згустку.

Таким чином, для першого згустку послідовності або окремого згустку розфокусована лише його незначна фронтальна частина, решта піддається фокусуєчій силі, яка зростає вздовж згустку в міру зростання кільватерного поля з відніманням поля відштовхування, яке зменшено в γ_b^2 рази.

Для другого згустку послідовності кільватерне поле першого згустку слід додати до описаної динаміки. Результируюче кільватерне поле, а отже, і сила фокусування також залежить від відстані між згустками. Розподіл сили фокусування повторює загальне кільватерне поле, за виключенням постійного незначного поля відштовхування. Моделювання показало, що повна сила фокусування залежить від типу розподілу струму згустку й визначається кільватерним полем, збуджуваним згустками.

РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ШЛЯХОМ МОДЕЛЮВАННЯ ПОЛІВ ЗА ЇХНЬОГО ЗБУДЖЕННЯ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ТА НЕЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ Й ДІЕЛЕКТРИКУ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗГУСТКАМИ

5.1. Використання зовнішнього магнітного поля задля збільшення амплітуди кільватерного поля, збуджуваного релятивістськими електронними згустками.

5.1.1. Постановка задачі й схема моделювання.

У цьому розділі за допомогою числового моделювання було виконано дослідження динаміки електронних згустків та збудження кільватерного поля в плазмі за наявності зовнішнього магнітного поля довгою послідовністю коротких релятивістських електронних згустків. Результати дослідження було частково висвітлено здобувачем в [132].

В ході дослідження для послідовності релятивістських електронних згустків було знайдено механізм, який призводить до резонансного збудження кільватерного поля навіть у випадках, коли частота інжекції згустків відрізняється від частоти плазми. В цьому випадку, частина згустків, що потрапляють в фази дефокусування, втрачаються. За рахунок цього процесу синхронізація відновлюється. Однак, водночас, дефокусовані згустки перестають брати участь у збудженні кільватерного поля. За допомогою зовнішнього магнітного поля з відносно невеликим значенням магнітної індукції, можливо повернути згустки на вісь системи в потрібні фази, відновивши синхронізацію в області плазми, де діє магнітне поле. Згустки, що повернулися, підтримують резонансне збудження кільватерного поля. Запропоноване поле, магнітна система, може бути забезпечено, в тому числі, постійними магнітами.

У розділі розглядається збудження кільватерного поля в плазмі довгою послідовністю електронних згустків. Ключову роль грає використання зовнішнього поздовжнього (вздовж осі) магнітного поля з метою збільшення поля прискорення. Отже, метою дослідження є вивчити особливості

використання деякого оптимального за амплітудою поздовжнього магнітного поля, що забезпечувало б більший ріст темпів прискорення.

При резонансному збудженні кильватерного поля в плазмі частота повторення згустків ω_m , дорівнює частоті збудженого кильватерного поля $\omega_{pe} = \omega_m$, тобто електронній плазмовій частоті ω_{pe} . Оскільки вздовж радіусу r кильватерне поле локалізовано поблизу послідовності згустків, тобто по радіусу r , воно локалізоване в деякій околиці послідовності згустків, то кильватерне поле має не тільки поздовжню компоненту E_z прискорюючого/гальмуючого поля, але й спостерігається радіальна сила фокусування/дефокусування F_r . Поле E_z й F_r зміщені один відносно одного на чверть довжини хвилі, тобто на $\pi/2$. Тобто, де $E_z = E_{z \max}$, там $F_r = 0$; та де $E_z = 0$, там $F_r = F_{r \max}$ є максимальною.

Оскільки згустки мають кінцевий розмір, частина згустку розфокусується і перестає збуджувати кильватерне поле. Частина спочатку фокусується, а потім за рахунок розширення бетатронних коливань (тобто радіальних в радіальній потенціальній ямі) знову розфокусується, тобто залишає вздовж r область взаємодії з полем і перестає збуджувати кильватерне поле. Тому, бажано не допускати розфокусування згустків або періодично повертати їх зовнішнім поздовжнім (вздовж осі) магнітним полем. Хоча відомо, що використання магнітного поля в експерименті пов'язане з додатковими труднощами. Але магнітне поле пригнічує фокусування, і максимальне кильватерне поле спостерігається, коли згустки фокусуються кильватерним полем. Також магнітне поле пригнічує розфокусування. Через це є складним вихід згустків з фаз прискорення кильватерного поля в радіальному напрямку. Результати дослідження висвітлюються здобувачем в [132].

Як наслідок, здавалося б, використання магнітного поля недоцільно, воно пригнічує розфокусування. Звідси випливає, що потрібно використовувати деяке оптимальне магнітне поле, коли воно ще не пригнічує дефокусування, але вже через деякий час повертає розфокусовані згустки в область взаємодії з полем. Тоді необхідно використовувати не дуже сильне,

оптимальне магнітне поле, щоб після розфокусування згустки через деякий час повернулися на вісь і знову збудили кільватерне поле. Час повернення становить $2\pi/\omega_{ce}$. Де ω_{ce} – циклотронна частота електронів. Для того, щоб H_0 дозволяла електронам досягати осі у полі фокусування, радіус радіальних коливань електронів у схрещених полях H_{0z} і E_r повинен бути не меншим за радіус згустку.

Для числового моделювання обрано параметри: $n_{pe} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ – резонансна густина плазми, яка відповідає відношенню $\omega_{pe} = \omega_m = 5,64 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}$, релятивістський коефіцієнт згустків дорівнює $\gamma_b = 5$. Де ω_m – частота повторення згустків, $\omega_{pe} = (4\pi n_{res} e^2 m_e^{-1})^{0,5}$ – плазмова частота електронів. Густина згустків $n_b = 6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ розподіляється в поперечному напрямку приблизно за гауссовим розподілом $\sigma_r = 0,5 \text{ см}$, $\lambda = 10,6 \text{ см}$ – довжина хвилі, $\xi = V_b t - z$, де V_b – швидкість з згустків. Час нормується на $1/\omega_{pe}$, відстань – на c/ω_{pe} , густина – на n_{res} , струм I_b – на $I_{cr} = \pi m c^3 / 4e$, поля – на $(4\pi n_{res} c^2 m_e)^{0,5}$. Розглядається динаміка перших 32 згустків у плазмі. Використовується циліндрична система координат (r, z) й зображаться густина плазми та згустку при деякому z як функція безрозмірного часу $\tau = \omega_p t$. Поздовжня координата $\xi = V_b t - z$ нормується на $2\pi/\lambda$ (λ – довжина хвилі). Значення E_z, F_r, H_θ і H_0 нормовані на $m c \omega_{pe} / e$. Де e, m — заряд і маса електрона, c — швидкість світла, ω_{pe} — плазмова частота електронів. Поздовжню динаміку згустків ми не беремо до уваги, оскільки при часах і енергії згустку: $\frac{dV_z(r)}{dr} \sim \frac{1}{\gamma_b^3}, \frac{dV_r(r)}{dr} \sim \frac{1}{\gamma_b}$. Переважають радіальні відносні зміщення частинок згустку. V_z, V_r – поздовжня і радіальна швидкості електронів згустку, γ_b – релятивістський фактор згустків.

5.1.2. Результати моделювання.

Збудження кільватерного поля 32 згустками розглядається для двох випадків: початкового резонансного випадку та випадку відновлення резонансу. Розглядається послідовність згустків, які є однорідними в

поздовжньому напрямку і розподілені відповідно до закону Гауса в радіальному напрямку. Довжини згустків вибирають рівними половині довжини хвилі $\xi_b = \lambda/2$.

Нехай, маємо випадок, коли спочатку за густини електронів плазми n_0 , частота повторення згустків ω_m дорівнює плазмовій частоті електронів $\omega_{pe} = \omega_m$. При цьому до точки максимального фокусування згустків E_z зростає, а за перефокусуванні зменшується. Щоби компенсувати заряд згустків, електрони частково залишають вісь. $V_{ph}(r=0)$ на осі стає меншою, ніж на відстані радіусу. Кільватерна хвиля стає «перекошеною» (рис. 5.1-5.4).

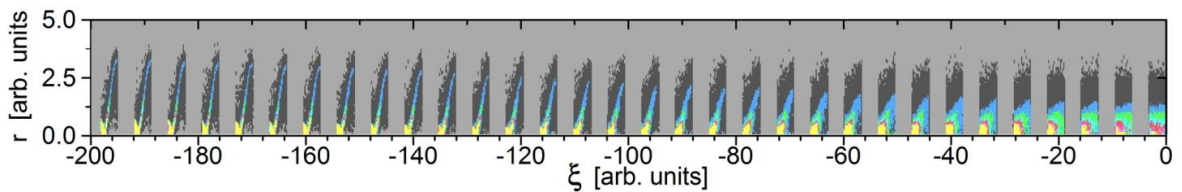


Рис. 5.1. Розподіл у просторі густини n_b послідовності початково радіально гауссових і поздовжньо однорідних згустків (резонансні) у плазмі за $\xi_b = \lambda/2$, $I_b = 3,4$ А. Параметри дійсні для подальших рсинуків.

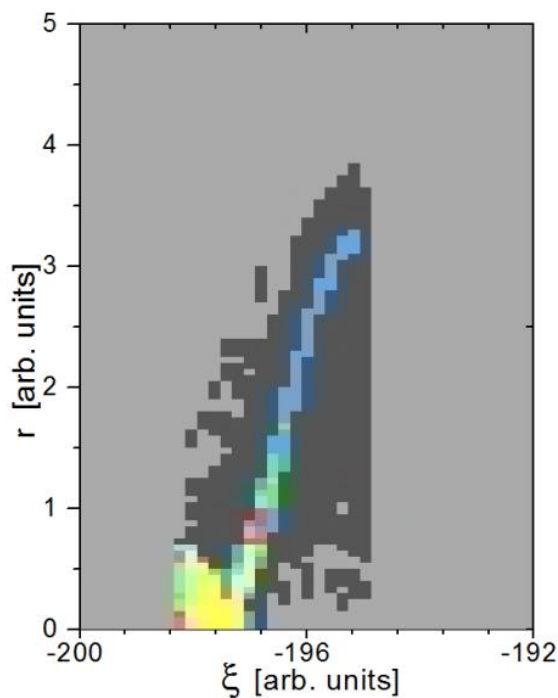


Рис. 5.2. Відн. до рис. 5.1. Просторовий розподіл густини n_b 32-го початково радіально-гауссового і поздовжньо однорідного резонансного згустку в плазмі.

Окрім того, у цьому випадку $V_{ph}(r=0) < V_b$ менше, ніж швидкість згустку V_b , та $\omega_{pe}(r=0) < \omega_m$, тобто хвиля стає нерезонансною з послідовністю згустків. Хвиля відстає від згустків та менші їх частини потрапляють у поля фокусування (рис. 5.1, 5.2, 5.5, 5.6, 5.9, 5.10, 5.13, 5.14). При цьому в фази прискорення потрапляє дуже мала частина їхнього першого фронту (рис. 5.7, 5.8).

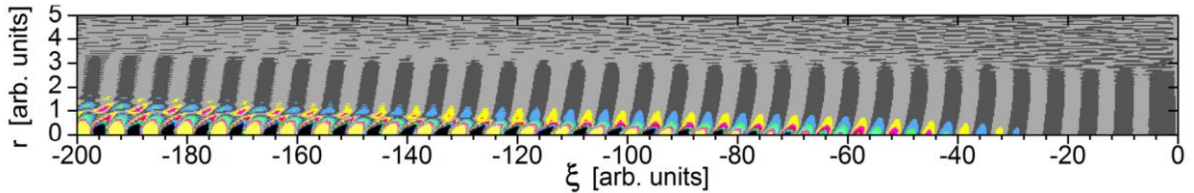


Рис. 5.3. Просторовий розподіл густини електронів плазми n_e в кільватерному полі, збудженому послідовністю резонансних електронних згустків

Якщо використовувати дещо більше n_0 та мале магнітне поле $H_0 = 0,1$, то на осі відновлюється резонанс хвилі з послідовністю згустків, оскільки на осі $\omega_{pe}(r=0) \approx \omega_m$. Однак, на периферії по відношенню до r хвиля стає нерезонансною з послідовністю згустків, тому тепер $\omega_{pe}(r > 0) > \omega_m$. Тоді хвиля стає «перекошеною» в протилежний бік (рис. 5.9, 5.10, 5.11, 5.12).

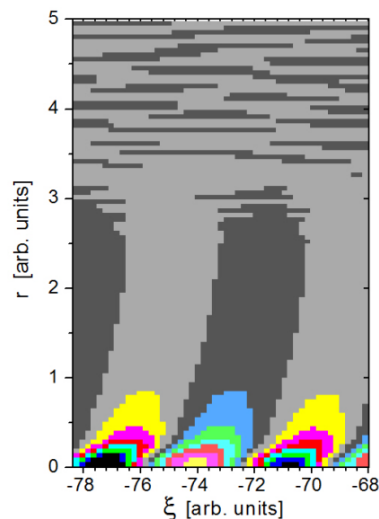


Рис. 5.4. Відн. до рис. 5.3. Просторовий розподіл густини електронів плазми n_e в кільватерному полі, збудженому послідовністю початково радіально гауссових і поздовжньо однорідних резонансних електронних згустків (12-й період хвилі).

При відновленні резонансу хвилі та послідовності згустків на осі більші частини згустків потрапляють в поля фокусування (рис. 5.1, 5.2, 5.5, 5.6, 5.9, 5.10, 5.13, 5.14), а розфокусування згустків є слабким (рис. 5.14).

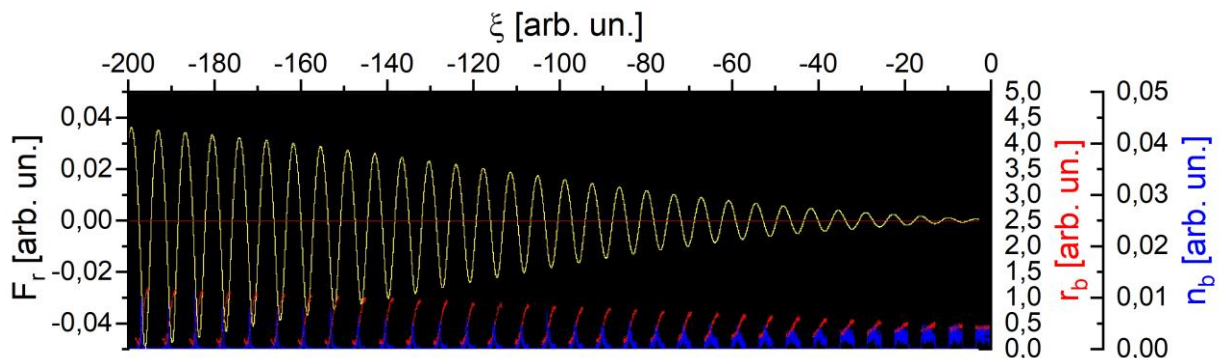


Рис. 5.5. Поздовжній розподіл радіуса r_b , густини n_b послідовності резонансних згустків, а також графік і радіальної кільватерної сили F_r у плазмі

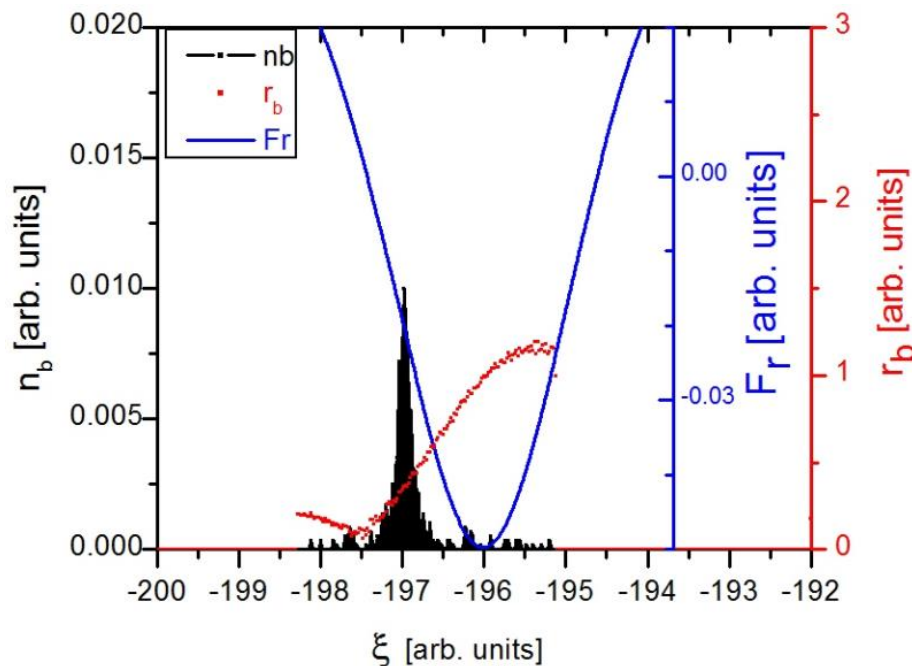


Рис. 5.6. Відн. до рис. 5.5. Поздовжній розподіл радіуса r_b , густини n_b 32-го початково радіально гауссового та поздовжньо однорідного резонансного згустку та радіальної кільватерної сили F_r

Кільватерне збільшується в порівнянні (рис. 5.5, 5.13) з початково резонансним випадком та подальшим руйнуванням резонансу, а невеликі частини хвостів згустків потрапляють у фази прискорення (рис. 5.15).

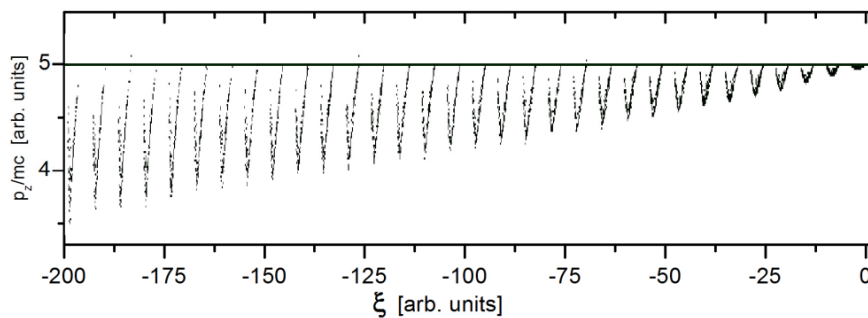


Рис. 5.7. Розподіл поздовжніх імпульсів для послідовності згустків

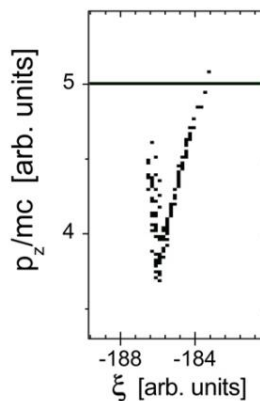


Рис. 5.8. Розподіл поздовжніх імпульсів для тридцятого згустку

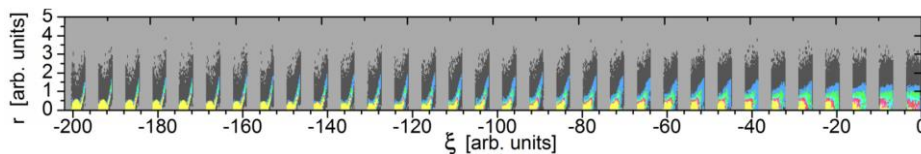


Рис. 5.9. Просторовий розподіл густини n_b послідовності згустків. $\xi_b = \lambda/2$, $I_b = 3,4$ А, $H_0 = 0,1$, $\frac{n_e}{n_{res}} - 1 = 0,01$. n_{res} – резонансна густина електронів.

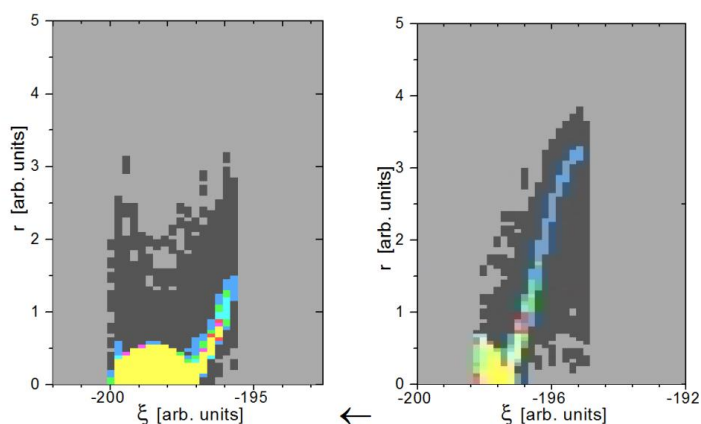


Рис. 5.10. Просторовий розподіл густини n_b 32-го початково радіально Гауссового та поздовжньо однорідного резонансного згустку в резонансному випадку (праворуч) та нерезонансному випадку $\frac{n_e}{n_{res}} - 1 = 0,01$ за $\xi_b = \lambda/2$.

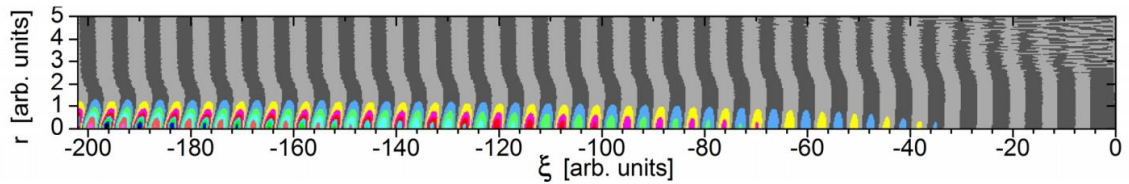


Рис. 5.11. Просторовий розподіл електронної густини плазми n_e в кільватерному полі, збудженому послідовністю початково радіально-гауссових і поздовжньо однорідних згустків у плазмі за $\xi_b = \lambda/2$, $I_b = 3,4$ А та $H_0 = 0,1$ й $\frac{n_e}{n_{res}} - 1 = 0,01$.

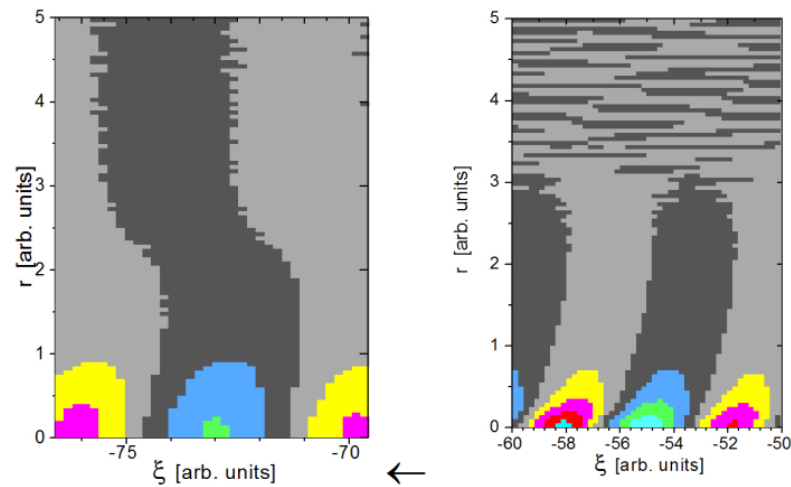


Рис. 5.12. Відн. до рис. 5.11. Просторовий розподіл електронної густини плазми n_e в кільватерному полі, збудженому послідовністю згустків $\xi_b = \lambda/2$, $I_b = 3,4$ А та $H_0 = 0,1$ й $\frac{n_e}{n_{res}} - 1 = 0,01$.

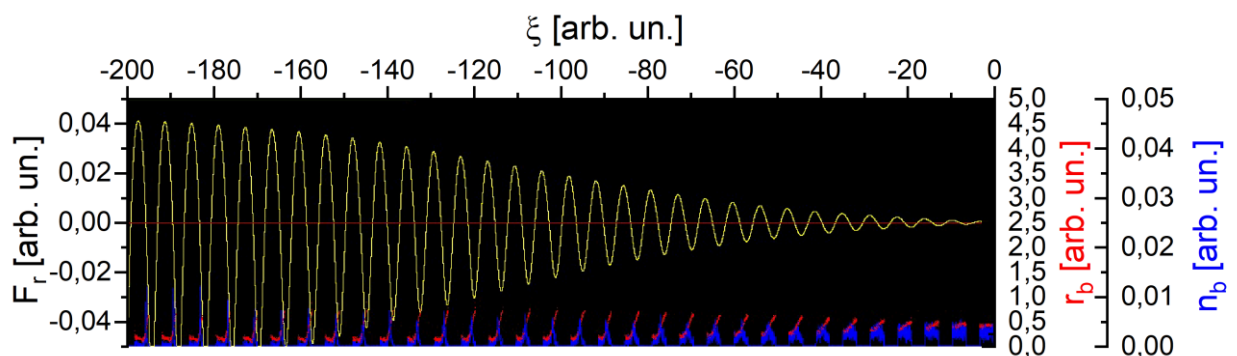


Рис. 5.13. Поздовжній розподіл радіуса r_b , густини n_b послідовності початково радіально гауссових і поздовжньо однорідних згустків і радіальної кільватерної сили F_r у плазмі.

З порівняння рис. 5.5 та 5.13 можна бачити, що амплітуда кільватерної сили (й, відповідно, поля зростає на 15,6%).

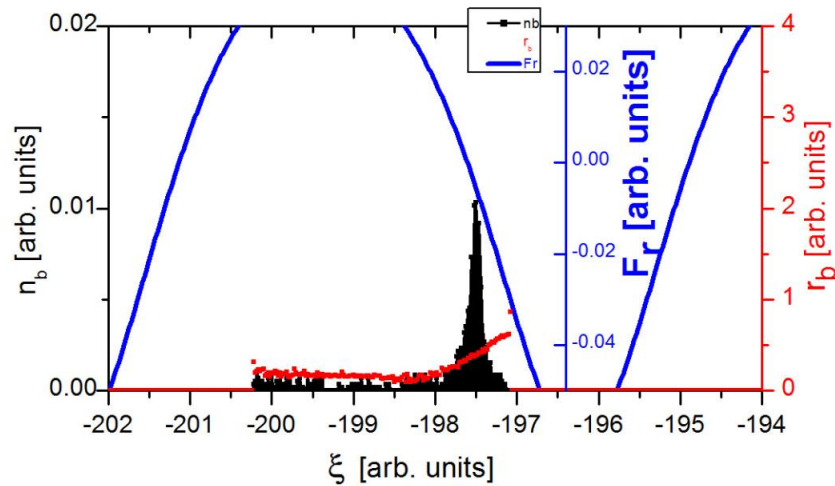


Рис. 5.14. Відн. до рис. 5.13. Поздовжній розподіл радіуса r_b , густини n_b послідовності згустків з первинно гауссовим розподілом й однорідних в поздовжньому напрямку й графік радіальної кільватерної сили F_r . За $H_0 = 0,1$ кільватерне поле E_z стало більш рівномірним уздовж плазми, оскільки воно не так швидко спадає до кінця плазми.

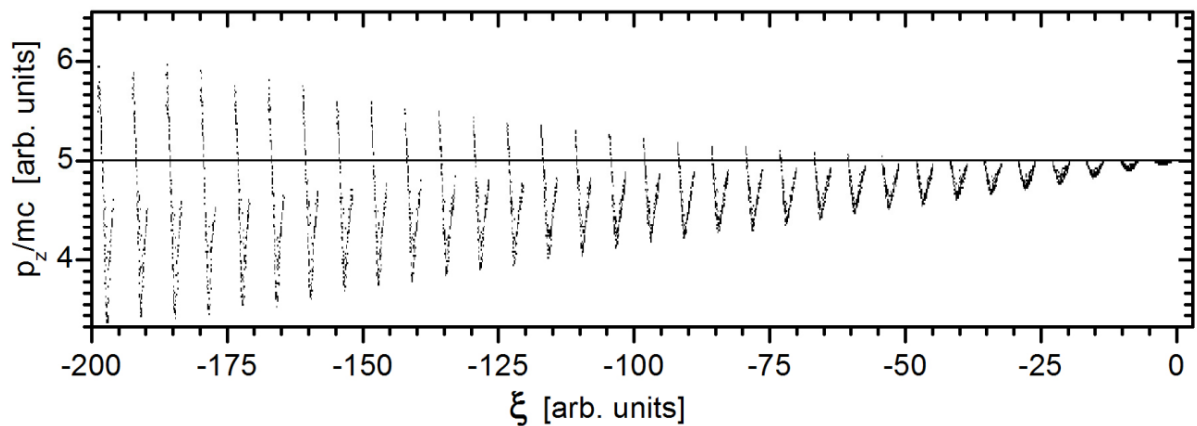


Рис. 5.15. Поздовжній момент імпульсу послідовності з тридцяти двох

згустків за $\xi_b = \lambda/2$, $I_b = 3,4$ А та $H_0 = 0,1$ й $\frac{n_e}{n_{res}} = 1,01$.

Таким чином, спостерігається позитивний вплив невеликого зовнішнього магнітного поля на амплітуду збуджуваного кільватерного поля (амплітуда кільватерного поля зростає на 15,6%).

5.2. Коефіцієнт трансформації при збудженні кільватерного в діелектричному резонаторі електрон-позитронного колайдери ланцюгом електронних згустків з лінійним зростанням струму.

Коефіцієнт трансформації TR можна приблизно визначити як відношення $TR = E_{ac} E_{dec}^{-1}$, E_{ac} – максимальне поле, яке діє на вітнес, E_{dec} – максимальне поле, яке діє на драйвер. Звичайно, якщо $E_{ac} \gg E_{dec}$ то $TR \gg 1$. Збільшення TR в плазмі досліджувалося попередньо хвилеводі (діелектричному) [149], для прискорення електронів лазерним імпульсом й для прискорення в резонаторі з металу [150]. У цій частині досліджується збудження прискорюючого поля згустками електронів в діелектричному резонаторі. Схема діелектричного резонатора, розглянута в цій частині, має перевагу для прискорення електронів через додавання та накопичення кільватерного поля [151]. Результати досліджень висвітлено здобувачем в [5].

Починаючи з певного номера згустку інжектвані згустки не взаємодіють на вході хвилеводу з полем першого згустку. Через це лише обмежена кількість згустків бере участь у когерентному складанні кільватерних полів від згустків у хвилеводі. Різницею $v_b - v_{gr}$ визначається ця кількість згустків. v_b – швидкість згустків. Імпульс кільватерного поля поширюється з груповою швидкістю v_{gr} . Для реальних умов це число є малим й обмежує амплітуду кільватерного поля. Для уникнення цих труднощів, в представленому дослідженні використовується схема резонатора. Тобто, граничні площини «захоплюють» і накопичують кільватерний імпульс, що збуджується коротким цугом згустків.

У момент інжектування наступного згустку, імпульс кільватерного поля, розташований на межі інжекції згустку. Відповідно, далі спостерігатиметься когерентне додавання кільватерних полів великої кількості згустків.

Ми розглядаємо випадок, коли, кільватерне поле відбивається як від фронту інжекції згустку, так і від виходу з резонатора. Амплітуда кільватерного поля збільшується завдяки додаванням згустків.

Пошук шляхів підвищення коефіцієнта трансформації в резонаторі є дуже важливим. Підвищення коефіцієнту трансформації дозволяє, очевидно, підвищити ефективність кільватерного прискорення. Ця задача досліджується в запропонованому підрозділі. Використовуються згустки с зарядом, що лінійно зростає уздовж ланцюга відповідно до співвідношення $Q_1:Q_2:Q_3$ як 1:3:5 ... подібно до плазмової та хвилевідної схем. Q_i – i -й заряд згустку.

Згустки однорідні вздовж повздовжньої осі. Використовується довжина згустку $L_{bn} = 0,5\lambda$, λ – довжина хвилі, за $kv_b = \Omega_w$, $k = 2\pi\lambda^{-1}$, Ω_w – частота хвилі.

Мета дослідження – показати схему інжекції згустків заряджених частинок до діелектричного резонатора, що забезпечує когерентне складання кільватерних полів від згустків й подальше зростання коефіцієнту трансформації.

Розглядається суцільний діелектричний резонатор з довжиною L . Схема інжекції така, що наступний згусток інжектуються в резонатор в момент, коли задній фронт збудженого кільватерного імпульсу, утвореного попередніми згустками, знаходиться на межі інжекції згустку в резонатор (див. рис. 5.16 (а)). Кожен згусток виходить з резонатора в той момент, коли на вихід з резонатора приходить перший фронт збуджуваного попередніми згустками кільватерного імпульсу (див. рис. 5.16 (б)). Момент потрапляння згустку в резонатор ілюстровано на рис. 5.16 (а). Приблизну форму кільватерного імпульсу, утвореного попередніми K згустками й сформованого $(K+1)$ -м згустком, в момент, коли $(K+1)$ -й згусток досягає центру порожнини, ми бачимо на рис. 5.17. Когерентне додавання кільватерних полів від усіх згустків-драйверів при однакових уповільнюючих полях для всіх згустків реалізується за умов (5.1) й, відповідно, (5.2). Співвідношення впливають з $\Omega_w\Omega_b^{-1} = P + 0,5$ з урахуванням заданих умов.

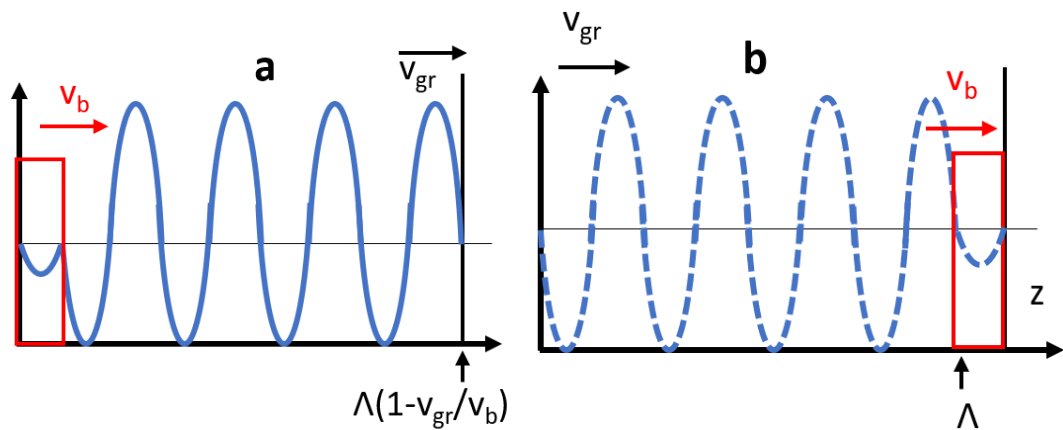


Рис. 5.16. Профіль кільватерного імпульсу, $(K + 1)$ -й згусток потрапляє в резонатор (а) і виходить з нього (б).

$$\tau = 2\pi\Omega_b^{-1} = 2\Lambda v_{gr}^{-1} = \pi(2P + 1)\Omega_w \quad (5.1)$$

$$P = 2\Lambda\lambda^{-1}v_b v_{gr}^{-1} - 0.5 \quad (5.2)$$

Тут $\tau = 2\Lambda v_{gr}^{-1}$ – період осциляцій кільватерного імпульсу між торцями резонатора з групою швидкістю v_{gr} , $2\pi\Omega_b^{-1}$ – час (період) від одної інжекції до іншої, Ω_b – частота інжекції згустків, P – ціле число (додатне). Λ – довжина резонатора.

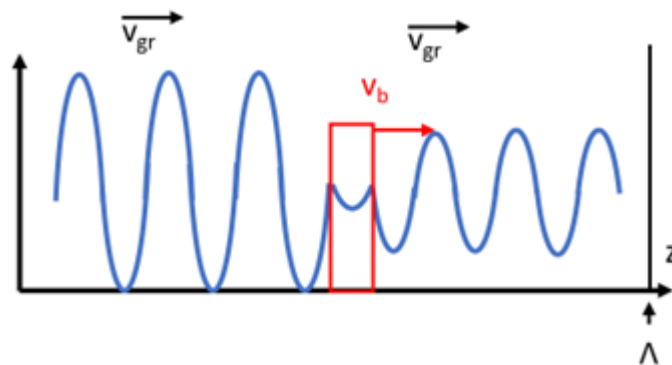


Рис. 5.17. Кільватерний імпульс, коли $(K+1)$ -й згусток в центрі резонатора.

Для збільшення TR , співвідношення частоти кільватерного поля Ω_w та частоти інжекції згустків Ω_b згідно (5.1) та (5.2) повинно відповідати співвідношенню (5.3)

$$\Omega_w\Omega_b^{-1} = (p + 0.5)(1 - v_{gr}v_b^{-1})^{-1} \quad (5.3)$$

Рівняння задовольняє вимозі, щоб поле уповільнення E_{\parallel} для всіх драйверів дорівнювало полю уповільнення для першого згустку E_m . Це реалізується, якщо прискорювальне поле потрапляє на задній фронт імпульсу у момент його повернення до точки інжекції згустків під час інжекції кожного згустку. Тоді при додаванні більшого уповільнюючого поля, яке збуджується, і меншого прискорюючого поля імпульсу виходить уповільнююче поле, рівне уповільнюючому полю E_m для першого згустку-драйверу. Тоді збільшення прискорюючого поля забезпечує велике TR .

Розподіл струму I_{bn} такого ланцюжка однорідних у поздовжньому напрямку згустків дорівнює:

$$I_{bn}(z, t) = I_{bm}(2K - 1), \quad K \geq 1 \quad (5.4)$$

$$0 < v_b(t - \tau(K - 1)) - z < L_{bn},$$

$$F = (\Lambda + L_{bn})v_b^{-1}, \quad \tau(K - 1) < t < \tau(K - 1) + F$$

I_{bm} – струм 1-го згустку, K – кількість згустків, що інжектуються.

Використовуємо функцію [152]:

$$Z_{\parallel} = [RQ^{-1}](0.5\Omega_w) \cos(\Omega_w T) \quad (5.5)$$

Відповідно, отримуємо збуджене поле в резонаторі за інтервал часу $\tau(K - 1) < t < \tau(K - 1) + F$ при збудженні поля імпульсу K -м згустком.

$$E_{\parallel}(z, t) = E_m \{ [\theta(v_b T_k - z) - \theta(v_b T_k - L_{bn} - z)] S + \quad (5.6)$$

$$+ [\theta(v_b T_k - L_{bn} - z) - \theta(v_{gr} T_k - z)] 2KS + [\theta(v_{gr} T_k + \Lambda I - z) - \theta(v_b T_k - z)] 2(K - 1)S \},$$

$$S = \sin(\Omega_w T), \quad I = 1 - v_{gr} v_b^{-1}, \quad T_k = t - \tau(K - 1).$$

$\theta(y)$ – функція Хевісайда, $E_m = [RQ^{-1}](0.5I_{bm})$, $T = t - z v_b^{-1}$, R/Q – показник добротності для хвилі цього резонатора, що розглядається в [152].

Перший член стосується поля уповільнення всередині K -го згустку, а другий член представляє поле поза K -м згустком, третій член представляє поле, збуджене попередніми $K-1$ згустками. Ми можемо отримати TR для K -го згустку. Проаналізувавши (5.6) можна знайти відношення максимального значення після другого згустку до максимального значення після першого

згустку, Тоді, можемо знайти, що TR дорівнює $2K$ після K -го згустку. Розглянемо параметри: діелектричну проникність $\varepsilon = 1,725$, зовнішній діелектричний радіус $R_d = 250$ мкм $\Lambda (Rl) = 5,56$ мм. Згусток моделюється 10 однаковими мікрозгустками, кожен з яких є коротким диском заряду $Q_b = 2$ нКл. Поперечна форма згустку гауссівська. Також ми використовуємо енергію згустку $W_{bn} = 1$ GeV, радіус згустку $R_{bn} = 150$ мкм, довжину згустку $L_{bn} = 0,5\lambda$. На рисунку 5.18 можна побачити графік кільватерного поля E_{\parallel} , збудженого 1-м, 2-м, 3-м згустком на відстані від точки інжекції згустків $z = 0,15$ см. Так як TR залежить від поздовжньої координати, розглядаємо середнє значення коефіцієнту трансформації вздовж діелектрика. Для першого згустка середнє значення TR вздовж резонатора становить $TR_1 \approx 1,9$; для другого згустка середнє значення TR становить $TR_2 \approx 3,35$, для 3-го згустку середнє значення TR становить $TR_3 \approx 5,03$.

Таким чином, було продемонстровано схему інжекції та відповідне значення коефіцієнту трансформації, що може бути досягнуто за такої схеми. Інжекція великої кількості згустків призводить до суттєвого збільшення значення коефіцієнту трансформації.

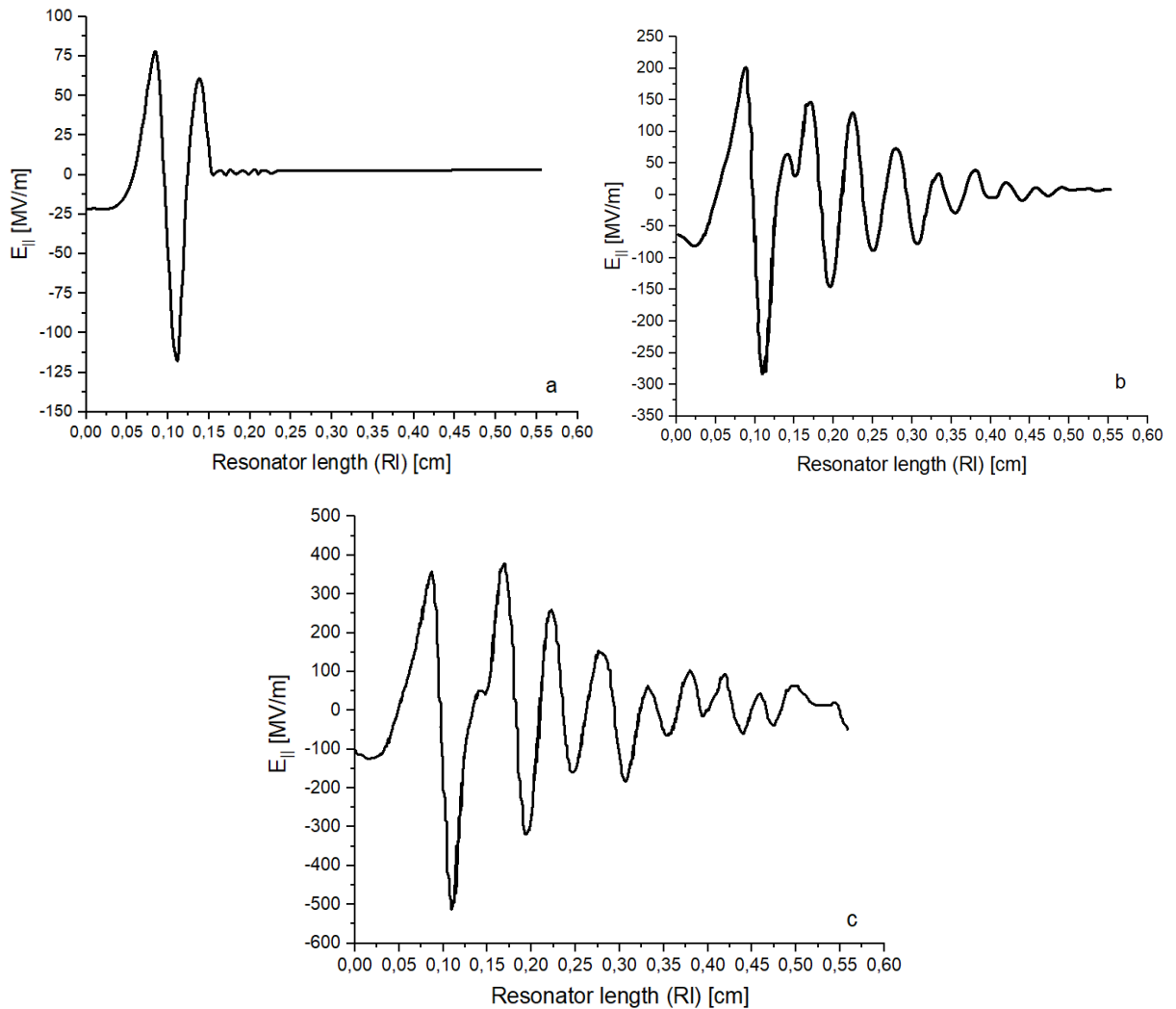


Рис. 5.18. Поле $E_{||}$ (статвольт/см), що збуджується 1-м (а), 2-м (б) й 3-м (с) згустками. Поле $E_{||}$ показано на відстані $z = 0,15$ см від точки інжекції згустків. Координата в сантиметрах.

5.3. Дослідження коефіцієнту трансформації за збудження кільватерного поля в нелінійному режимі в плазмі електронним згустком.

5.3.1. Постановка задачі й схема моделювання.

Ефективність кільватерного прискорення, збудженим у плазмі послідовністю електронних згустків, можна визначити за допомогою коефіцієнту трансформації TR [105]. В підрозділі виконано числове моделювання збудження нелінійного кільватерного поля в плазмі релятивістським електронним згустком із розподілом заряду, який зростає відповідно до розподілу заряду Гаусса до максимального значення, а потім

різко спадає до нуля. *Загальна схема моделювання й нормування величин є аналогічними пункту 5.1.1 (параметри згустків, плазми, системи).*

Коефіцієнт трансформації $TR = E_{ac} E_{dec}^{-1}$, як відношення максимального поля прискорення після згустку до максимального поля уповільнення всередині згустку були досліджені з урахуванням нелінійності кільватерного поля.

Досліджено залежність коефіцієнта трансформації та максимального прискорювального поля від довжини згустку при постійному заряді згустку. Спостерігалось, що амплітуда нелінійного кільватерного поля зростає зі збільшенням довжини згустку. Показано, що при певній довжині згустку коефіцієнт трансформації досягає максимального значення. Максимальне значення коефіцієнта трансформації досягає шести (з лінійної теорії відомо, що в лінійному випадку коефіцієнт трансформації сягає лише 2) як за рахунок профілювання згустку, так і за рахунок нелінійності кільватерного поля. Досліджено залежність прискорювального поля та TR від довжини згустку ξ_b при зміні довжини згустку ξ_b від 0 до довжини кільватерного пузиря.

У нелінійному режимі ця задача не може бути розв'язана аналітично. Числове моделювання було виконано в нелінійному режимі. Матеріали дослідження висвітлено здобувачем в [153].

5.3.2. Результати моделювання.

Розглядається збудження кільватерного поля в плазмі згустком поблизу межі інжекції, оскільки згусток деформується при глибокому проникненні в плазму. Основна мета розв'язання задачі, що розв'язується в даному розділі – розглянути фактори, які можуть збільшити коефіцієнт трансформації при збудженні згустком кільватерного поля в плазмі. Також, важливим завданням є пошук оптимальної довжини згустку для отримання найбільшого коефіцієнта трансформації.

На рис. 5.20 показано залежність значення коефіцієнта трансформації від довжини згустку для випадку першого пузиря.

Значення коефіцієнта трансформації зростає, коли збільшується довжина згустку, допоки довжина згустку не досягне $1,125\lambda$. Залежність зростання лінійна.

Але потім, після локального максимуму при довжині згустку $1,125\lambda$ коефіцієнт трансформації збільшується зі збільшенням довжини згустку. Максимум коефіцієнту трансформації досягається за значення довжини згустку $7\lambda/4$.

Окрім цього, інтервал довжини згустку, приблизно рівний $\lambda/2$. На рис. 5.19 видно, що коефіцієнт трансформації досягає максимального значення $TR_{1st} \approx 5,25$ при довжині згустку $7\lambda/4$ для першої бульбашки в нелінійному режимі для профільованого згустку. Подальше збільшення довжини згустку призводить до зменшення коефіцієнта трансформації.

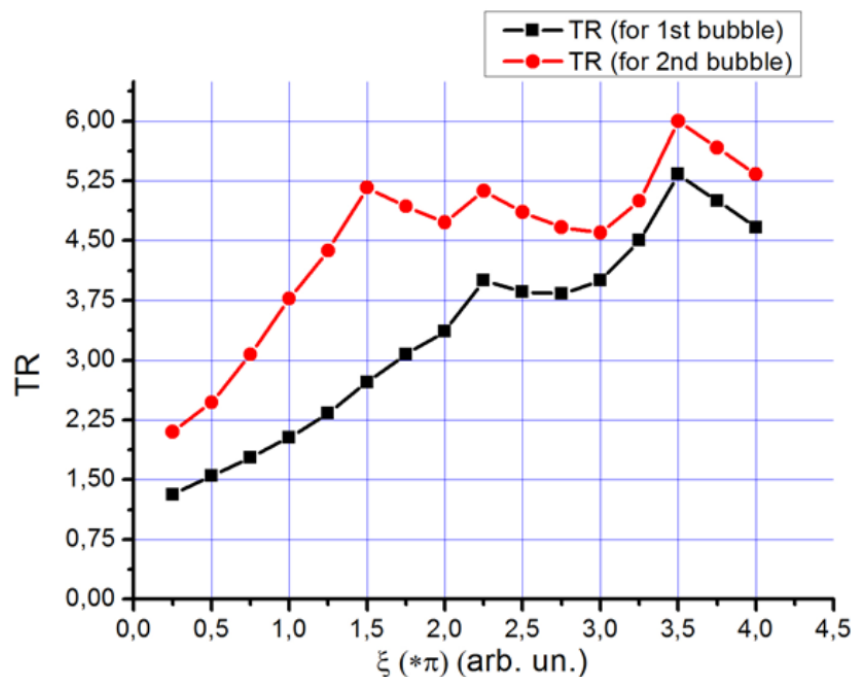


Рис. 5.19. Залежність коефіцієнта трансформації від довжини згустку для 1-го та 2-го пузиря (довжина згустку нормована на довжину хвилі лінійного кільватерного поля)

Таким чином, можна стверджувати, що довжина згустку $7\lambda/4$ є оптимальною з точки зору ефективності прискорення електронів збудженим

кільватерним полем, а саме кільватерним полем у кінці першої кільватерної бульбашки.

Далі розглянемо коефіцієнт трансформації для другої бульбашки. На рис. 5.19 видно, що в цьому випадку коефіцієнт трансформації поводить себе так само, як і у випадку першої бульбашки. Коефіцієнт трансформації зростає приблизно лінійно, коли збільшується довжина згустку, допоки довжина згустку не складе $3\lambda/4$.

Після цього спостерігається максимум, коли довжина згустку досягає $7\lambda/4$ (інтервал від першого максимуму λ). Коли довжина згустку досягає $1,125\lambda$, як у першому, так і в другому випадку бульбашки спостерігається невеликий (відносно основного максимуму) стрибок значення коефіцієнта трансформації. Далі, після максимального значення TR при довжині згустку $7\lambda/4$ коефіцієнт трансформації зменшується.

Для другої бульбашки максимальний коефіцієнт трансформації для довжини згустку $7\lambda/4$ дорівнює $TR_{1st} \approx 6,00$.

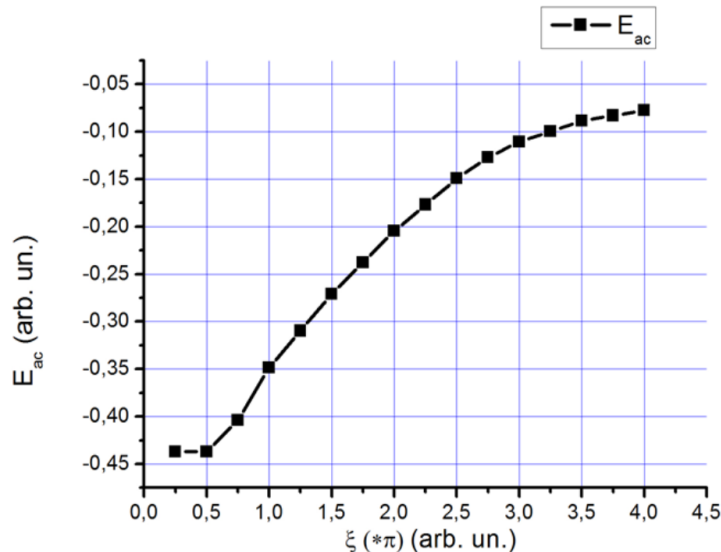


Рис. 5.20. Залежність поля прискорення від довжини згустку для 1-ї кільватерної бульбашки

Для наступних (після перших) згустків коефіцієнт трансформації може збільшуватися за певних умов. Це може відбуватися внаслідок накопичення (додавання) кільватерного поля при приблизно однаковому полі гальмування

для всіх згустків. Варто відзначити, що пікові значення коефіцієнта трансформації отримано при ідентичній довжині згустку після обох пузирів. Це дає можливість оптимально прискорити два згустки: перший в кінці першого пузиря та другий в кінці другого, розташовуючи їх у піках прискорювальних полів, за довжини згустку $7\lambda/4$. Було також вивчено, як поле прискорення залежить від довжини згустку в нелінійному режимі для профільованого драйвера (див. рис. 5.20). З'ясовано, що амплітуда нелінійного кільватерного поля зменшується (за абсолютною величиною) при рості довжини згустку, аналогічно до лінійного кільватерного поля з непрофільованим згустком. Цей процес залежить від кінцевої довжини згустку. Кожен сегмент згустку збуджує поле, яке приблизно можна визначити через півкосинус. Однак, оскільки поля збуджуються в різних точках й деінде в протифазі, вони взаємно гасяться. Отже, амплітуда поля зменшується з ростом довжини згустку. Щодо другої бульбашки, спостерігається схожа тенденція. Проте для другої бульбашки амплітуда поля спочатку більша, ніж для першої. Це спричинює зростання максимального коефіцієнта трансформації для другої бульбашки.

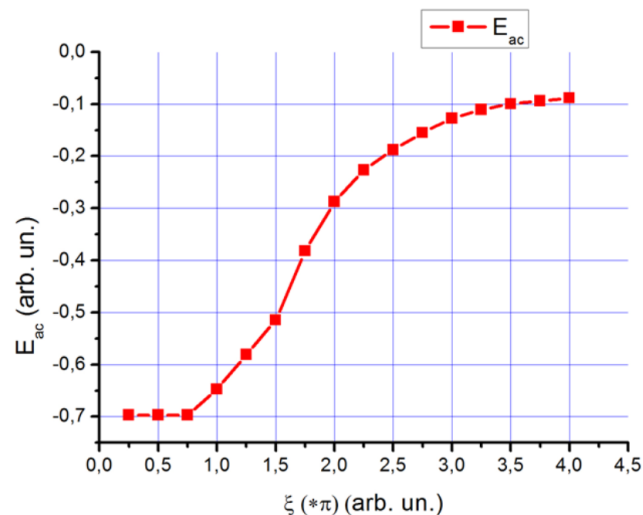


Рис. 5.21. Залежність поля прискорювання від довжини згустку для 2-го пузиря.

Причина, чому поле прискорення після другої бульбашки сильніше за поле після першої, полягає в інертності плазмових електронів, які отримали імпульс від драйверного згустку, та впливі просторового заряду драйвера.

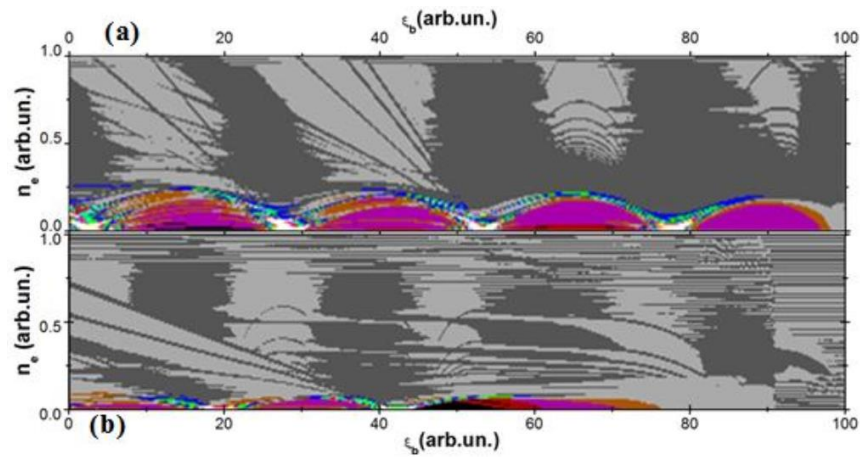


Рис. 5.22. Густина електронів плазми (розподіл в просторі). а) випадок згустку з довжиною $0,25\pi$. б) випадок згустку з довжиною $3,75\pi$.

При збільшенні довжини згустку при фіксованому заряді згустку, тобто при фіксованій кількості електронів у згустку, при зменшенні електронної густини в згустку n_b бульбашка стає довше (рис. 5.22). Крім того, досліджено залежність поля уповільнення від довжини згустку (рис. 5.23). З рис. 5.23 видно, що залежність поля уповільнення від довжини згустку є функцією, яка монотонно спадає зі збільшенням довжини згустку.

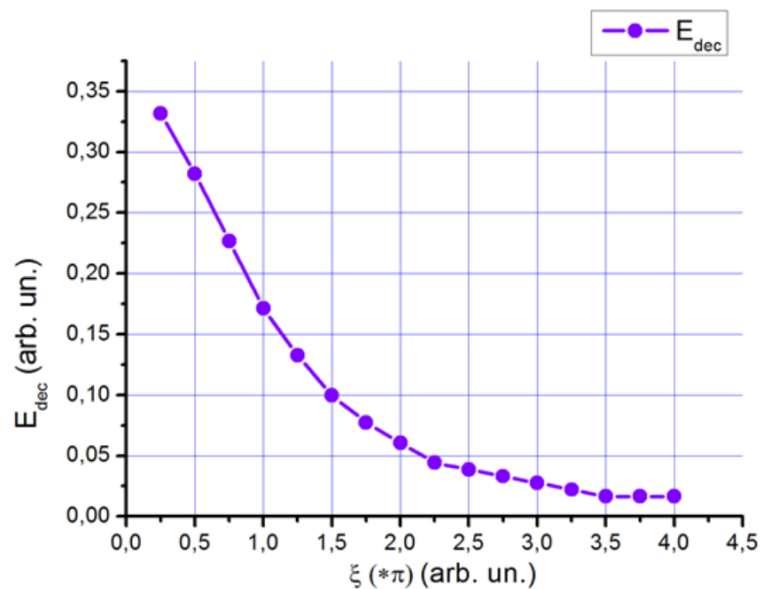


Рис. 5.23. Залежність поля гальмування від довжини згустку.

Таким чином, було досліджено залежність коефіцієнту трансформації, а також максимального поля прискорення від довжини згустку при збудженні поля послідовністю згустків в плазмі.

Висновки до розділу 5.

В ході дослідження встановлено, що використання деякого оптимального зовнішнього магнітного поля сприяє поверненню електронів згустків в область взаємодії з полем й як наслідок сприяє підсиленню кільватерного поля й збільшенню його амплітуди.

Важливо обрати таке магнітне поле, яке б приводило згустки до осі, дозволяючи їм пізніше знову збуджувати кільватерне поле. Варто також відзначити, що використання магнітного поля призводить до збільшення частоти збуджуваної хвилі відносно частоти повторення згустків.

Дослідження показало, що коефіцієнт трансформації вищий за 2 та має потенціал до зростання у ситуаціях, коли поле збуджується в діелектричному резонаторі за допомогою короткого послідовного ряду згустків. Особливістю є те, що кожний із цих згустків являє собою однорідний циліндр електронів високої енергії, зі зростанням зарядів згустків зі збільшенням довжини послідовності.

Окрім того, у цьому розділі демонструється шляхом числового моделювання коефіцієнт трансформації під час збудження кільватерного поля релятивістськими електронними згустками може зрости завдяки властивостям згустку та характеристикам кільватерного поля. Також було знайдено оптимальну довжину згустку, що складала $7\lambda/4$ й є оптимальною з точки зору ефективності прискорення електронів збудженим кільватерним полем. За цієї довжини згустку в нелінійному випадку коефіцієнт трансформації сягає 6.

Коефіцієнт трансформації стає більшим після другого кільватерного пузиря порівняно з першим. Було встановлено, що при певних довжинах згустку цей коефіцієнт досягає максимального показника, є вищий, аніж у лінійних умовах. Зв'язок між полями прискорення та уповільнення в контексті довжини згустку також був проаналізований.

ВИСНОВКИ

За результатами дисертаційних досліджень було розв'язано комплекс важливих задач, що стосуються питань лазеро-плазмового та пучково-плазмового прискорення заряджених частинок в плазмі та діелектрику, збудження й дослідження відповідних кільватерних полів та самоінжекттованих згустків.

Кожна з задач містить нові наукові знання (інформацію) – або у вигляді нового дослідження з певної теми, або розширення горизонтів попередніх досліджень за нових умов та параметрів системи. Всі дослідження мають можливість перспективної практичної реалізації або ефективного використання в подальших теоретичних розробках. Загальну концепцію досліджень – пропонування способів покращення ефективності існуючих шляхів прискорення та фокусування й пропонування нових ідей щодо прискорення та фокусування згустків заряджених частинок, можна вважати досягнутою.

Загальний огляд сучасних тенденцій в галузі прискорення та фокусування заряджених частинок в плазмі та діелектрику дозволяє зробити висновок про існуючу наявність попиту на нові методи прискорення та фокусування, що значно розширяють горизонти можливостей. Очевидним є також пошук принципово нових схем прискорення. Серед них особлива увага належить кільватерним методам прискорення. До того ж, пропозиція проф. Таджими з використання плазми твердотільної густини, досліди проф. Ліманса та інших провідних вчених дозволяють розглядати кільватерне прискорення в твердотільній плазмі як перспективний метод прискорення заряджених частинок, що може забезпечити прискорення з полем за порядком величини до кількох теравольт на метр.

За допомогою числового моделювання було показано, що за певних конфігурацій системи та використання плазми з густиною електронів за

порядком величини близькою до $n_e = 10^{23} \text{ см}^{-3}$ можливе досягнення градієнту прискорення близького до 7 ТВ/м. Окрім того, розглядаються різні варіанти зміни конфігурацій лазерних імпульсів та електронних згустків, зокрема, профілювання. Незважаючи на будь-яку зміну конфігурацій, навіть в слабонелінійному випадку спостерігаються суттєві градієнти прискорення. Окрім градієнту прискорення, кільватерне прискорення в плазмі твердотільної густини цікаве в науковому сенсі з точки зору формування в цьому процесі високоенергетичних сфокусованих самоінжекттованих згустків. Було успішно вивчено за допомогою числового моделювання формування самоінжекттованих згустків, їхню динаміку та режим комбінованого лазерного-плазмового (пучкового) прискорення. Режим лазеро-плазмового прискорення безпосередньо призводить до зростання амплітуди кільватерного поля прискорення та енергії прискорених електронів.

Шляхом профілювання послідовності лазерних імпульсів вдається досягти мінімального просторового розкиду згустків. Тобто формування так званих «точкових» згустків. Вдається досягти приблизно 0 значення радіальної сили фокусування в регіоні згустку, а також приблизно однорідного значення амплітуди кільватерного поля в регіоні згустку.

За профілювання послідовності згустків спостерігається формування кільватерних структур вздовж осі системи, а також зростання коефіцієнту трансформації при збудженні кільватерного поля та прискоренні згустків електронів лазерними імпульсами й згустками електронів. Це явище може бути використано безпосередньо для прискорення згустків заряджених частинок, що можуть бути інжекттовані в область максимальної амплітуди поля прискорення.

Досліджувався спосіб відновлення фазової синхронізації лазерних імпульсів та кільватерного поля за допомогою числового моделювання з метою економії експериментальних ресурсів й підвищення ефективності кільватерного прискорення. Вдалося в нелінійному режимі забезпечити синфазність 3-х лазерних імпульсів, їхнє одночасне розташування в потрібних

фазах кільватерної хвилі та відновити прискорення в області після третього лазерного імпульсу на відміну від випадку відсутності фазової синхронізації, коли поле прискорення після третього лазерного імпульсу є близьким до 0.

Добре відомо, що за кільватерного процесу прискорення, зокрема в неоднорідній плазмі, самоінжектований згусток рухається вздовж кільватерного пузиря, руйнуючись по досягненні протилежного краю. Це, певним чином, обмежує енергію, що її може досягти згусток під час кільватерного прискорення. Один зі способів вирішення цієї проблеми було запропоновано в роботі, й він полягає у використанні неоднорідності плазми, а саме створенні такого профілю неоднорідної плазми, що його зростання сприяло б зменшенню довжини плазмової хвилі. Це призводить до зменшення довжини кільватерного пузиря. Самоінжектований згусток не досягає його протилежного краю протягом певного часу, що перевищує час відповідного процесу за відсутності неоднорідності. В ході дослідження було виявлено, що використання неоднорідної плазми дозволяє забезпечити фазову синхронізацію самоінжектованого згустку та хвилі кільватерного поля (фаза прискорення). Завдяки довшому утриманню в фазі прискорення, самоінжектований згусток у випадку неоднорідної плазми отримає більший приріст енергії (збільшення поздовжнього імпульсу), порівняно з однорідним випадком.

Досліджувалося формування каверн в критичній точці, де частота лазерного імпульсу, що збуджує поле, дорівнює плазмовій частоті. Відповідні дослідження у вказаній точці можуть бути корисними за розв'язання задач інерційного термоядерного синтезу. Однією з найважливіших проблем інерційного синтезу є проблема неоднорідностей в «критичній точці». Виконані в роботі дослідження дозволяють краще зрозуміти природу нестійкостей в області поблизу критичної точки та, відповідно, розробити методи боротьби чи адаптації елементів системи к нестійкостям. До того ж, вивчалось «захоплення» лазерного імпульсу солітонними електронними кавернами поблизу критичної точки.

Було досліджено плазмові лінзи для однакового та однорідного фокусування послідовності релятивістських позитронних згустків. Було розглянуто кілька типів плазмових лінз, що забезпечують однакове та однорідне фокусування послідовностей релятивістських позитронних згустків. Розглянуто також нелінійний випадок. Показано, що можна досягти для послідовності позитронних згустків такого ефекту, що лише перший згусток збуджує кільватерне поле. Всі інші згустки послідовності фокусуються однаково та однорідно, не беруть участі в збудженні кільватерного поля.

В електронних та позитронних колайдерах суттєву увагу приділяється питанню фокусування згустків. В представленій дисертаційній роботі окремо досліджено питання фокусування на деякому проміжку часу відносно довгого згустку позитронів порівняно зі згустком електронів за руху в плазмі. Також досліджена стійкість згустку позитронів порівняно зі згустком електронів на значному проміжку часу.

Показано, що дефокусування позитронних згустків переважає над дефокусуванням електронних згустків. У випадку електронних згустків переважне фокусування спостерігаються в області центрів згустків. З плином часу, ситуація суттєво змінюється. Спостерігається, що з часом розвиваються бетатронні коливання. Враховуючи, що характеристики бетатронних коливань залежать від радіуса, на якому розташовані електрони згустку, згусток розшаровується й електрони розфокусується. Вздовж всього згустку спостерігається його руйнування. Таким чином, отримані результати свідчать про необхідність досліджень питань фокусування позитронних згустків й упереджують помилки, що можуть виникнути при фокусуванні (дослідженні фокусування) згустків позитронів.

Було досліджено процес збудження кільватерного поля послідовністю релятивістських згустків електронів в нерезонансному випадку за суттєвого відхилення частоти інжекції згустків від резонансної. Відхилення досягало 30%. Досліджувалася можливість подолання ефекту нерезонансності у

випадку сильної нерезонансності задля посилення амплітуди збудженого кільватерного поля й відновлення резонансу, що призводить до утворення резонансної послідовності електронних згустків. Показано, що навіть у випадку суттєвого відхилення від резонансу спостерігається дефокусування електронів згустів з фаз прискорення, що призводить до більш ефективного збудження кільватерного поля та можливості ступінчатого зростання амплітуди. Найбільша амплітуда кільватерного поля для розглянутих послідовностей, відповідно, досягається в області останніх згустків послідовності. Згустки зі ступінчастих фронтів кільватерного поля знаходяться під дією близької за значенням до нульової радіальної сили, тому не встигають дефокусуватися і збуджують кільватерне поле.

Дослідження режиму комбінованого лазеро-плазмового прискорення – шлях до повністю керованої самоінжекції навіть в сильнелінійних випадках. Окрім того, цей метод дозволяє підвищити ефективність кільватерного прискорення шляхом комбінації та використання лазерних й плазмових методів.

Було досліджено динаміку електронних згустків та збудження кільватерного поля в плазмі за наявності зовнішнього магнітного поля послідовністю релятивістських електронних згустків. За допомогою зовнішнього магнітного поля вдається повернути дефокусовані згустки через певний час в область взаємодії з полем.

Окрім того, за використання зовнішнього магнітного поля збільшується частота кільватерної хвилі відносно частоти повторення згустків. Завдяки збільшенню частоти хвилі вдається збільшити час підтримки резонансу й, як наслідок, призвести до збільшення амплітуди збудженого кільватерного поля. Згустки мають кінцевий розмір й, як наслідок, дефокусуються. Залишаючи область взаємодії з полем, вони перестають брати участь у збудженні кільватерної хвилі. Магнітне поле може бути використано задля компенсації цього ефекту й фокусування згустків.

З урахуванням інших досліджень, виконаних в роботі, пригнічення розфокусування може негативно вплинути на процес збудження кільватерної хвилі, заважаючи електронам з фаз прискорення залишати вісь системи. Саме тому, в роботі вивчалось питання використання певного оптимального магнітного поля, що могло б забезпечити зростання амплітуди збудженого кільватерного поля.

В роботі досліджується збудження кільватерного поля в діелектричному резонаторі послідовністю згустків електронів. Було встановлено значення коефіцієнта трансформації за інжекції N згустків до резонатору, визначені умові досягнення максимального коефіцієнта трансформації, який пророкують аналітичні результати дисертації.

Вивчалася залежність коефіцієнта трансформації та максимального поля прискорення від довжини згустку. Коефіцієнт трансформації визначався як відношення максимального поля прискорення після згустку до максимального поля уповільнення в середині згустку. Було показано, що за певної довжини згустку коефіцієнт трансформації досягає максимального значення.

Розглядалося збудження кільватерної хвилі в плазмі згустком поблизу межі інжекції, щоби уникнути ефекту деформації згустку при проникненні глибоко в плазму. Однією з важливих задач дослідження було визначення оптимальної довжини згустку, за якої досягається найбільше значення коефіцієнту трансформації.

Було виявлено, що зі збільшенням довжини згустку, значення коефіцієнту трансформації зростає до значення довжини згустку $7\lambda/4$. За цього значення довжини згустку, коефіцієнт досягає 6, потім спадає. Таким чином, відповідне значення довжини згустку є оптимальним. Подібна залежність спостерігається у випадку кожної з кільватерних бульбашок, але, після першої, значення коефіцієнту трансформації менше. Таким чином, в якості остаточного підсумку можна зазначити, що в результаті виконаних досліджень, що складали зміст запропонованої дисертаційної роботи, було отримано широкий спектр даних, використання яких в подальших

дослідженнях може сприяти суттєвому поліпшенню ефективності роботи прискорювачів заряджених частинок. Можливе не лише нарощування темпів прискорення, а й краще фокусування, більший коефіцієнт трансформації тощо.

Більшість даних хоча й отримано для конкретних параметрів системи, можуть бути масштабовані завдяки особливостям числових кодів. Результати досліджень охоплюють як класичні відомі методи прискорення й фокусування, так й перспективні методи з використанням зміни густини плазми, використанням плазми твердотільної густини та кільватерних методів.

Зараз ряд запропонованих методів лише починають свій шлях в їхньому практичному використанні. Завдяки цьому, виконана робота має не лише нагальну, сьогоденну науково-практичну актуальність, але й повноцінну перспективу використання в майбутньому.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Bondar D.S., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Ovsianikov R.T. Plasma lens for electron and positron beams. *Problems of Atomic Science and Technology*. Aug. 2021. Vol. 134, № 4. P. 70–73. DOI: 10.46813/2021-134-070.
- [2] Bondar D.S., Maslov V.I., Onishchenko I.N. Simulation of plasma wakefield focusing and self-focusing of a short sequence of electron bunches depending on the bunch length, shape and distance between bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2022. Vol. 142, № 6. P. 36–39. DOI: 10.46813/2022-142-036.
- [3] Bondar D.S., Maslov V.I., Onishchenko I.N. A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma. *Problems of Atomic Science and Technology*. Aug. 2023. Vol. 146, № 4. P. 67–70. DOI: 10.46813/2023-146-067.
- [4] Maslov V.I., Bondar D.S., Onishchenko I.N. Investigation of the way of phase synchronization of a self-injected bunch and an accelerating wakefield in solid-state plasma. *Photonics*. Mar. 2022. Vol. 9, № 3. P. 174. DOI: 10.3390/photonics9030174.
- [5] Maslov V., Bondar D., Onishchenko I., Papkovich V. Transformer ratio at wakefield excitation by train of electron bunches with linear growth of current in dielectric resonator electron–positron collider. *J Phys Conf Ser*. 2020. Vol. 1596, № 1. P. 012056. DOI: 10.1088/1742-6596/1596/1/012056.
- [6] Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator. *Phys Rev Lett*. 1979. Vol. 43, № 4. P. 267–270. DOI: 10.1103/PhysRevLett.43.267.
- [7] Häffner P.D., Belver-Aguilar C., Casolaro P., Dellepiane G., Scampoli P., Braccini S. An active irradiation system with automatic beam positioning and focusing for a medical cyclotron. *Applied Sciences*. Mar. 2021. Vol. 11, № 6. P. 2452. DOI: 10.3390/app11062452.

- [8] Yang X. et al. Three electron beams from a laser-plasma wakefield accelerator and the energy apportioning question. *Sci Rep.* Mar. 2017. Vol. 7, № 1. P. 43910. DOI: 10.1038/srep43910.
- [9] Tajima T. Laser acceleration in novel media. *Eur Phys J Spec Top.* May 2014. Vol. 223, № 6. P. 1037–1044. DOI: 10.1140/epjst/e2014-02154-6.
- [10] Sagara Y., Tamaoki N. Mechanoresponsive luminescence and liquid-crystalline behaviour of a cyclophane featuring two 1,6-bis(phenylethynyl)pyrene groups. *RSC Adv.* 2017. Vol. 7, № 74. P. 47056–47062. DOI: 10.1039/C7RA10776E.
- [11] Malka V. Laser plasma accelerators. *Phys Plasmas.* May 2012. Vol. 19, № 5. P. 055501. DOI: 10.1063/1.3695389.
- [12] Conejero Jarque E. et al. Universal route to optimal few- to single-cycle pulse generation in hollow-core fiber compressors. *Sci Rep.* Feb. 2018. Vol. 8, № 1. P. 2256. DOI: 10.1038/s41598-018-20580-1.
- [13] Zhang X. et al. Particle-in-cell simulation of x-ray wakefield acceleration and betatron radiation in nanotubes. *Physical Review Accelerators and Beams.* Oct. 2016. Vol. 19, № 10. P. 101004. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.101004.
- [14] Huang Z., Ding Y., Schroeder C.B. Compact X-ray Free-Electron Laser from a Laser-Plasma Accelerator Using a Transverse-Gradient Undulator. *Phys Rev Lett.* Nov. 2012. Vol. 109, № 20. P. 204801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.204801.
- [15] Malka V. et al. Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse. *Science.* Nov. 2002. Vol. 298, № 5598. P. 1596–1600. DOI: 10.1126/science.1076782.
- [16] Hidding B. et al. Laser-plasma-based Space Radiation Reproduction in the Laboratory. *Sci Rep.* Feb. 2017. Vol. 7, № 1. P. 42354. DOI: 10.1038/srep42354.
- [17] Luo J. et al. Dynamics of boundary layer electrons around a laser wakefield bubble. *Phys Plasmas.* Oct. 2016. Vol. 23, № 10. DOI: 10.1063/1.4966047.

- [18] Barzegar S., Niknam A.R. Laser pulse-electron beam synergy effect on electron self-injection and higher energy gain in laser wakefield accelerators. *Sci Rep.* Dec. 2021. Vol. 11, № 1. P. 37. DOI: 10.1038/s41598-020-79556-9.
- [19] Mangles S.P.D. et al. Controlling the spectrum of x-rays generated in a laser-plasma accelerator by tailoring the laser wavefront. *Appl Phys Lett.* Nov. 2009. Vol. 95, № 18. P. 181106. DOI: 10.1063/1.3258022.
- [20] Corde S. et al. Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators. *Nat Commun.* Jun. 2013. Vol. 4, № 1. P. 1501. DOI: 10.1038/ncomms2528.
- [21] Maslov V.I., Svystun O.M., Onishchenko I.N., Tkachenko V.I. Dynamics of electron bunches at the laser–plasma interaction in the bubble regime. *Nucl Instrum Methods Phys Res A.* Sep. 2016. Vol. 829. P. 422–425. DOI: 10.1016/j.nima.2016.04.018.
- [22] Kuschel S. et al. Controlling the Self-Injection Threshold in Laser Wakefield Accelerators. *Phys Rev Lett.* Oct. 2018. Vol. 121, № 15. P. 154801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.154801.
- [23] Kemp A.J., Wilks S.C. Direct electron acceleration in multi-kilojoule, multi-picosecond laser pulses. *Phys Plasmas.* Oct. 2020. Vol. 27, № 10. DOI: 10.1063/5.0007159.
- [24] Bondar D.S., Maslov V.I., Levchuk I.P., Onishchenko I.N. Excitation of wakefield by a laser pulse in a metallic-density electron plasma. *Problems of Atomic Science and Technology.* 2018. Vol. 118, № 6. P. 156–159.
- [25] Sanyasi Rao B. et al. Optical shaping of plasma cavity for controlled laser wakefield acceleration. *Phys Rev Res.* Dec. 2020. Vol. 2, № 4. P. 043319. DOI: 10.1103/PhysRevResearch.2.043319.
- [26] Blumenfeld I. et al. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature.* Feb. 2007. Vol. 445, № 7129. P. 741–744. DOI: 10.1038/nature05538.

- [27] Cairns R.A., Reitsma A., Bingham R. Envelope equations and conservation laws describing wakefield generation and electron acceleration. *Phys Plasmas*. Feb. 2004. Vol. 11, № 2. P. 766–770. DOI: 10.1063/1.1638753.
- [28] Masson-Laborde P.E. et al. Giga-electronvolt electrons due to a transition from laser wakefield acceleration to plasma wakefield acceleration. *Phys Plasmas*. Dec. 2014. Vol. 21, № 12. P. 123113. DOI: 10.1063/1.4903851.
- [29] Faure J., Glinec Y., Gallot G., Malka V. Ultrashort laser pulses and ultrashort electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction. *Phys Plasmas*. May 2006. Vol. 13, № 5. DOI: 10.1063/1.2180727.
- [30] Liu M., Yu B., Deng S. Wakefield contraction and high-quality electron bunch generation in transverse nonuniform plasmas driven by intense laser pulses. Fifth International Symposium on Laser Interaction with Matter. *SPIE*. Mar. 2019. P. 138. DOI: 10.1117/12.2524465.
- [31] Geddes C.G.R. et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*. Sep. 2004. Vol. 431, № 7008. P. 538–541. DOI: 10.1038/nature02900.
- [32] Sedaghat M., Barzegar S., Niknam A.R. Quasi-phase-matched laser wakefield acceleration of electrons in an axially density-modulated plasma channel. *Sci Rep*. Dec. 2021. Vol. 11, № 1. P. 15207. DOI: 10.1038/s41598-021-94751-y.
- [33] Hubbard R.F. Plasma Channels and Accelerator Applications — A Tutorial. *AIP Conference Proceedings*. AIP. 2006. P. 83–93. DOI: 10.1063/1.2409123.
- [34] Kamperidis C. et al. Self-modulated wakefield acceleration in a centimetre self-guiding channel. *J Plasma Phys*. Aug. 2012. Vol. 78, № 4. P. 433–440. DOI: 10.1017/S0022377812000293.
- [35] Schroeder C.B., Whittum D.H., Wurtele J.S. Multimode Analysis of the Hollow Plasma Channel Wakefield Accelerator. *Phys Rev Lett*. Feb. 1999. Vol. 82, № 6. P. 1177–1180. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1177.
- [36] Cros B. Compact coupling for a two-stage accelerator. *Nature*. Feb. 2016. Vol. 530, № 7589. P. 165–166. DOI: 10.1038/530165a.

- [37] Cros B., Muggli P., Schroeder C.B., Tang C. Summary of Working Group 8: Advanced and Novel Accelerators for High Energy Physics. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. Nov. 2018. Vol. 909. P. 460–462. DOI: 10.1016/j.nima.2017.12.034.
- [38] Mendonça J.T., Vieira J. Donut wakefields generated by intense laser pulses with orbital angular momentum. *Phys Plasmas*. Mar. 2014. Vol. 21, № 3. DOI: 10.1063/1.4868967.
- [39] Malka V., Faure J., Glinec Y., Lifschitz A.F. Laser-plasma accelerators: a new tool for science and for society. *Plasma Phys Control Fusion*. Dec. 2005. Vol. 47, № 12B. P. B481–B490. DOI: 10.1088/0741-3335/47/12B/S34.
- [40] Malka V., Lifschitz A., Faure J., Glinec Y. Laser-Plasma Accelerators. *AIP Conference Proceedings*. AIP. 2006. P. 64–70. DOI: 10.1063/1.2409121.
- [41] Jang H., Hur M.S., Lee J.M., Cho M.H., Namkung W., Suk H. A method to measure the electron temperature and density of a laser-produced plasma by Raman scattering. *Appl Phys Lett*. Aug. 2008. Vol. 93, № 7. DOI: 10.1063/1.2973395.
- [42] Tanarro I., de los Arcos T., Domingo C., Herrero V.J., Sanz M.M. Diagnostics and modeling of glow discharges by time-resolved IR absorption spectroscopy. *Vacuum*. Jan. 2002. Vol. 64, № 3–4. P. 457–465. DOI: 10.1016/S0042-207X(01)00338-4.
- [43] Sjobak K.N. et al. Strong focusing gradient in a linear active plasma lens. *Physical Review Accelerators and Beams*. Dec. 2021. Vol. 24, № 12. P. 121306. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.121306.
- [44] Goncharov A.A., Brown I.G. High-Current Heavy Ion Beams in the Electrostatic Plasma Lens. *IEEE Transactions on Plasma Science*. Feb. 2004. Vol. 32, № 1. P. 80–83. DOI: 10.1109/TPS.2004.823903.
- [45] Govil R., Leemans W.P. Experimental observation of return current effects in passive plasma lenses. *AIP Conference Proceedings*. 1999. P. 384–393. DOI: 10.1063/1.58857.

- [46] Govil R., Wheeler S.J., Leemans W.P. Experimental observation of electron beam focusing through plasma lenses. *Conf. Proc. 17th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 97): Accelerator Science, Technology and Applications*. 1997. P. 654–656.
- [47] Nonnenmacher T. et al. Anomalous Beam Transport through Gabor (Plasma) Lens Prototype. *Applied Sciences*. May 2021. Vol. 11, № 10. P. 4357. DOI: 10.3390/app11104357.
- [48] Yang T. et al. Designing of active plasma lens for focusing laser-plasma-accelerated pulsed proton beams. *Physical Review Accelerators and Beams*. Mar. 2021. Vol. 24, № 3. P. 031301. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.031301.
- [49] Hogan M.J. et al. Ultrarelativistic-Positron-Beam Transport through Meter-Scale Plasmas. *Phys Rev Lett*. May 2003. Vol. 90, № 20. P. 205002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.205002.
- [50] Lee S., Katsouleas T., Hemker R.G., Dodd E.S., Mori W.B. Plasma-wakefield acceleration of a positron beam. *Phys Rev E*. Sep. 2001. Vol. 64, № 4. P. 045501. DOI: 10.1103/PhysRevE.64.045501.
- [51] Lou X. The Circular Electron Positron Collider. *Nature Reviews Physics*. Apr. 2019. Vol. 1, № 4. P. 232–234. DOI: 10.1038/s42254-019-0047-1.
- [52] Delerue N., Fujii K., Okada N. Higgs pair production at a linear e+e- collider in models with large extra dimensions. *Physical Review D*. Nov. 2004. Vol. 70, № 9. P. 091701. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.091701.
- [53] Fainberg Ya.B. et al. Focusing of relativistic electron bunches at the wake-field excitation in plasma. *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167)*. IEEE. 1997. P. 651–653. DOI: 10.1109/PAC.1997.749794.
- [54] O’Connell C. et al. Dynamic focusing of an electron beam through a long plasma. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. Dec. 2002. Vol. 5, № 12. P. 121301. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.5.121301.

- [55] Sotnikov G.V., Kniaziev R.R., Manuilenko O.V., Markov P.I., Marshall T.C., Onishchenko I.N. Analytical and numerical studies of underdense and overdense regimes in plasma-dielectric wakefield accelerators. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. Mar. 2014. Vol. 740. P. 124–129. DOI: 10.1016/j.nima.2013.10.087.
- [56] Nikishkin I.I., Kholodov R.I. Particle-in-cell Simulation of Processes in the Electron Gas. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2021. Vol. 13, № 5. P. 05022-1-05022–5. DOI: 10.21272/jnep.13(5).05022.
- [57] Kushnir V.A., Kramarenko K.Y., Mytrochenko V.V., Nikitina O.D., Perezhogin S.A., Selivanov L.I. Dielectric RF resonators with open boundaries for studying radiation effect on electrodynamic characteristics of solid dielectrics. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2020. № 3. P. 39–44.
- [58] Girka I.O., Thumm M. Excitation of azimuthal surface waves in the electron cyclotron frequency range by a rotating electron beam in presence of dissipation. *Phys Plasmas*. Dec. 2016. Vol. 23, № 12. P. 122124. DOI: 10.1063/1.4972820.
- [59] Girka I.O., Pavlenko I.V., Thumm M. Zeroth radial modes of azimuthal surface waves in dense plasma-loaded, coaxial helix traveling-wave-tube-like waveguides. *Phys Plasmas*. Apr. 2021. Vol. 28, № 4. P. 043106. DOI: 10.1063/5.0045139.
- [60] Pavlenko I., Girka I., Trush O., Melnyk D. Exact analytical calculation and numerical modelling by finite-difference time-domain method of the transient transmission of electromagnetic waves through cold plasmas. *J Plasma Phys*. Jun. 2020. Vol. 86, № 3. P. 905860310. DOI: 10.1017/S002237782000036
- [61] Azarenkov N.A., Tkachenko V.I., Tkachenko I.V. Features of dispersive characteristics of axi-symmetric electromagnetic waves of magnetoactive plasma taking place in the ideally conducting waveguide with finite depth of a ripple. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2008. № 4. P. 54–59.

- [62] Girka I.O., Pavlenko I.V., Thumm M. Electromagnetic energy rotation by azimuthal surface waves along plasma-metal interface around a cylindrical metallic rod placed into infinite magnetized plasma. *Phys Plasmas*. May 2019. Vol. 26, № 5. P. 052103. DOI: 10.1063/1.5093616.
- [63] Girka I.O., Pavlenko I.V., Thumm M. Rotation of electromagnetic energy initiated by azimuthal surface waves in coaxial metal waveguides entirely filled by plasma. *Phys Plasmas*. Mar. 2020. Vol. 27, № 3. P. 032104. DOI: 10.1063/1.5143136.
- [64] Azarenkov N.A., Girka V.O., Pavlenko I.V. Microwave gas discharge sustained by the azimuthal surface waves. *Contributions to Plasma Physics*. Sep. 2000. Vol. 40, № 5–6. P. 529–536. DOI: 10.1002/1521-3986(200009)40:5/6<529::AID-CTPP529>3.0.CO;2-1.
- [65] Grishanov N.I., Azarenkov N.A. Cyclotron wave instabilities in axisymmetric mirror-trapped plasmas with anisotropic temperature. *Plasma Phys Control Fusion*. Dec. 2009. Vol. 51, № 12. P. 125004. DOI: 10.1088/0741-3335/51/12/125004.
- [66] Denysenko I.B., Ivko S., Azarenkov N.A., Burmaka G. Effects of argon atoms in excited states on properties of argon-acetylene dusty plasma. *Problems of Atomic Science and Technology*. Dec. 2020. Vol. 130, № 6. P. 26–29. DOI: 10.46813/2020-130-026.
- [67] Azarenkov N.A., Chibisov A.D., Chibisov D.V. Movement of charged particles in magnetic and nonuniform stochastic electric fields. *Problems of Atomic Science and Technology*. Aug. 2021. Vol. 134, № 4. P. 112–117. DOI: 10.46813/2021-134-112.
- [68] Azarenkov N., Chibisov D. Anomalous diffusion of plasma in the lower hybrid cavities observed in the terrestrial ionosphere. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2018. № 6. P. 117–120.
- [69] Denysenko I.B., Stefanović I., Mikikian M., Kovacevic E., Berndt J. Argon/dust and pure argon pulsed plasmas explored using a spatially-

- averaged model. *J Phys D Appl Phys*. Feb. 2021. Vol. 54, № 6. P. 065202. DOI: 10.1088/1361-6463/abc210.
- [70] Denysenko I.B. et al. Modeling of argon–acetylene dusty plasma. *Plasma Phys Control Fusion*. Jan. 2019. Vol. 61, № 1. P. 014014. DOI: 10.1088/1361-6587/aade2d.
- [71] Denysenko I., Ostrikov K., Yu M.Y., Azarenkov N.A. Behavior of the electron temperature in nonuniform complex plasmas. *Phys Rev E*. Sep. 2006. Vol. 74, № 3. P. 036402. DOI: 10.1103/PhysRevE.74.036402.
- [72] Jalias S. et al. Accurate modeling of plasma acceleration with arbitrary order pseudo-spectral particle-in-cell methods. *Phys Plasmas*. Mar. 2017. Vol. 24, № 3. P. 033115. DOI: 10.1063/1.4978569.
- [73] Verboncoeur J.P. OOPIC: object oriented particle-in-cell code. *International Conference on Plasma Science. IEEE*. 1995. P. 244. DOI: 10.1109/PLASMA.1995.533235.
- [74] Fonseca R.A. et al. OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators. *Computational Science — ICCS 2002*. 2002. LNCS 2331. P. 342–351. DOI: 10.1007/3-540-47789-6_36.
- [75] Marocchino A., Massimo F., Rossi A.R., Chiadroni E., Ferrario M. Efficient modeling of plasma wakefield acceleration in quasi-non-linear-regimes with the hybrid code Architect. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. Sep. 2016. Vol. 829. P. 386–391. DOI: 10.1016/j.nima.2016.03.005.
- [76] Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2014. № 6. P. 101–103.
- [77] Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Wakefield excitation in plasma by ramped sequence of ramped electron bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2012. № 6. P. 161–163.

- [78] Lu W., Huang C., Zhou M., Mori W.B., Katsouleas T. Nonlinear Theory for Relativistic Plasma Wakefields in the Blowout Regime. *Phys Rev Lett. Apr.* 2006. Vol. 96, № 16. P. 165002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.165002.
- [79] Ayzatsky M.I., Kramarenko K.Y., Kushnir V.A., Mytrochenko V.V., Opanasenko A.M., Perezhogin S.O. Analysis of short electron bunches shaping in a linac. *Problems of Atomic Science and Technology.* 2018. № 3. P. 81–85.
- [80] Tabrizi J.S., Khorashadizadeh S.M., Fallah R., Niknam A.R. Amplitude enhancement of plasma wakefield by interaction of relativistic Gaussian electron beam with inhomogeneous magnetized plasma. *AIP Adv. Jan.* 2020. Vol. 10, № 1. P. 015330. DOI: 10.1063/1.5133108.
- [81] Litos M.D., Ariniello R., Doss C.E., Hunt-Stone K., Cary J.R. Beam emittance preservation using Gaussian density ramps in a beam-driven plasma wakefield accelerator. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* Aug. 2019. Vol. 377, № 2151. P. 20180181. DOI: 10.1098/rsta.2018.0181.
- [82] Clayton C.E. et al. Transverse Envelope Dynamics of a 28.5-GeV Electron Beam in a Long Plasma. *Phys Rev Lett. Apr.* 2002. Vol. 88, № 15. P. 154801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.154801.
- [83] Xu X.L. et al. Physics of Phase Space Matching for Staging Plasma and Traditional Accelerator Components Using Longitudinally Tailored Plasma Profiles. *Phys Rev Lett. Mar.* 2016. Vol. 116, № 12. P. 124801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.124801.
- [84] Floettmann K. Adiabatic matching section for plasma accelerated beams. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams.* May 2014. Vol. 17, № 5. P. 054402. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.17.054402.
- [85] Muggli P. et al. Meter-Scale Plasma-Wakefield Accelerator Driven by a Matched Electron Beam. *Phys Rev Lett. Jun.* 2004. Vol. 93, № 1. P. 014802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.014802.

- [86] Oz E. et al. Ionization-Induced Electron Trapping in Ultrarelativistic Plasma Wakes. *Phys Rev Lett.* Feb. 2007. Vol. 98, № 8. P. 084801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.084801.
- [87] Chen P., Dawson J.M., Huff R.W., Katsouleas T. Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma. *Phys Rev Lett.* Feb. 1985. Vol. 54, № 7. P. 693–696. DOI: 10.1103/PhysRevLett.54.693.
- [88] Piot P. Positrons ride the wave. *Nature.* Aug. 2015. Vol. 524, № 7566. P. 422–423. DOI: 10.1038/524422a.
- [89] Leemans W.P. et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nat Phys.* Oct. 2006. Vol. 2, № 10. P. 696–699. DOI: 10.1038/nphys418.
- [90] Vafaei-Najafabadi N. et al. Limitation on the accelerating gradient of a wakefield excited by an ultrarelativistic electron beam in rubidium plasma. *Physical Review Accelerators and Beams.* Oct. 2016. Vol. 19, № 10. P. 101303. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.101303.
- [91] Bruhwiler D.L., Dimitrov D.A., Cary J.R., Esarey E., Leemans W., Giacone R.E. Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators. *Phys Plasmas.* May 2003. Vol. 10, № 5. P. 2022–2030. DOI: 10.1063/1.1566027.
- [92] Xu X.L. et al. Phase-Space Dynamics of Ionization Injection in Plasma-Based Accelerators. *Phys Rev Lett.* Jan. 2014. Vol. 112, № 3. P. 035003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.035003.
- [93] Rosenzweig J.B., Cook A.M., Scott A., Thompson M.C., Yoder R.B. Effects of Ion Motion in Intense Beam-Driven Plasma Wakefield Accelerators. *Phys Rev Lett.* Oct. 2005. Vol. 95, № 19. P. 195002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.195002.
- [94] Alejo A., Walczak R., Sarri G. Laser-driven high-quality positron sources as possible injectors for plasma-based accelerators. *Sci Rep.* Dec. 2019. Vol. 9, № 1. P. 5279. DOI: 10.1038/s41598-019-41650-y.
- [95] Diederichs S. et al. Positron transport and acceleration in beam-driven plasma wakefield accelerators using plasma columns. *Physical Review Accelerators*

- and Beams*. Aug. 2019. Vol. 22, № 8. P. 081301. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.081301.
- [96] Thaury C. et al. Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens. *Nat Commun*. Nov. 2015. Vol. 6, № 1. P. 6860. DOI: 10.1038/ncomms7860.
- [97] Ng J.S.T. et al. Observation of Plasma Focusing of a 28.5 GeV Positron Beam. *Phys Rev Lett*. Nov. 2001. Vol. 87, № 24. P. 244801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.244801.
- [98] Su J.J., Katsouleas T., Dawson J.M., Fedele R. Plasma lenses for focusing particle beams. *Phys Rev A*. Mar. 1990. Vol. 41, № 6. P. 3321–3331. DOI: 10.1103/PhysRevA.41.3321.
- [99] Adli E. Plasma wakefield linear colliders—opportunities and challenges. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Aug. 2019. Vol. 377, № 2151. P. 20180419. DOI: 10.1098/rsta.2018.0419.
- [100] Rosenzweig J.B., Breizman B., Katsouleas T., Su J.J. Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields. *Phys Rev A*. Nov. 1991. Vol. 44, № 10. P. R6189–R6192. DOI: 10.1103/PhysRevA.44.R6189.
- [101] Massimo F. et al. Transformer ratio studies for single bunch plasma wakefield acceleration. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. Mar. 2014. Vol. 740. P. 242–245. DOI: 10.1016/j.nima.2013.10.046.
- [102] Reitsma A.J.W., Cairns R.A., Bingham R., Jaroszynski D.A. Efficiency and Energy Spread in Laser-Wakefield Acceleration. *Phys Rev Lett*. Mar. 2005. Vol. 94, № 8. P. 085004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.085004.
- [103] Roussel R. et al. Measurement of transformer ratio from ramped beams in the blowout regime. *Nucl Instrum Methods Phys Res A*. Nov. 2018. Vol. 909. P. 130–133. DOI: 10.1016/j.nima.2018.02.002.

- [104] Schröder S. et al. High-resolution sampling of beam-driven plasma wakefields. *Nat Commun.* Dec. 2020. Vol. 11, № 1. P. 5984. DOI: 10.1038/s41467-020-19811-9.
- [105] Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Transformation ratio at excitation of nonlinear wakefield in plasma by shaped sequence of electron bunches with linear growth of charge. *Problems of Atomic Science and Technology.* 2012. № 4. P. 126–128.
- [106] Sotnikov G., Marshall T. Improved ramped bunch train to increase the transformer ratio of a two-channel multimode dielectric wakefield accelerator. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams.* Mar. 2011. Vol. 14, № 3. P. 031302. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.031302.
- [107] Sotnikov G.V., Knyazev R.R., Markov P.I., Onishchenko I.N. Focusing of positron bunch when moving in electron bunch wakefield in the dielectric waveguide filled with plasma. *Problems of Atomic Science and Technology.* Aug. 2021. Vol. 134, № 4. P. 49–54. DOI: 10.46813/2021-134-049.
- [108] Markov P.I., Kniaziev R.R., Onishchenko I.N., Sotnikov G.V. Focusing of electron bunches in the plasma-dielectric rectangular slowing-down structure. *Problems of Atomic Science and Technology.* 2016. №. 3. P. 57–61.
- [109] Yatsenko T., Ilyenko K., Sotnikov G.V. Limiting current of axisymmetric relativistic charged-particle beam propagating in strong axial magnetic field in coaxial drift tube. *Phys Plasmas.* Jun. 2012. Vol. 19, № 6. P. 063107. DOI: 10.1063/1.4729321.
- [110] Berezina G.P. et al. Multibunch Regime of Wakefield Excitation in a Plasma-Dielectric Structure. *Ukrainian Journal of Physics.* Aug. 2016. Vol. 61, № 8. P. 690–701. DOI: 10.15407/ujpe61.08.0690.
- [111] Markov P.I., Onishchenko I.N., Sotnikov G.V. Comparative analysis of acceleration of test electron bunch by train of bunches in the dielectrical waveguide and resonator filled with plasma. *Problems of Atomic Science and Technology.* 2018. №. 3. P. 53–57.

- [112] Berezina G.P. et al. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2015. № 4. P. 97–104.
- [113] Balakirev V.A., Onishchenko I.N., Tolstoluzhsky A.P. Excitation of wake fields in a semi-infinite dielectric waveguide by nonresonance sequence of bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2014. № 3. P. 102–106.
- [114] Manuilenko O.V., Pashchenko A.V., Svichensky V.G., Zajtsev B.V. High-current relativistic electron beam focusing in plasma. *Problems of Atomic Science and Technology*. Aug. 2021. Vol. 134, № 4. P. 30–34. DOI: 10.46813/2021-134-030.
- [115] Norreys P.A., Ridgers C., Lancaster K., Koepke M., Tynan G. Prospects for high gain inertial fusion energy: an introduction to the first special edition. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Nov. 2020. Vol. 378, № 2184. P. 20200006. DOI: 10.1098/rsta.2020.0006.
- [116] Qian Y., Huang B. Recent progress for different inertial confinement fusion schemes: a systematical review. *J Phys Conf Ser*. Nov. 2021. Vol. 2108, № 1. P. 012095. DOI: 10.1088/1742-6596/2108/1/012095.
- [117] Haan S.W. Weakly nonlinear hydrodynamic instabilities in inertial fusion. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. Aug. 1991. Vol. 3, № 8. P. 2349–2355. DOI: 10.1063/1.859603.
- [118] Freeman J.R., Clauser M.J., Thompson S.L. Rayleigh-Taylor instabilities in inertial-confinement fusion targets. *Nuclear Fusion*. Apr. 1977. Vol. 17, № 2. P. 223–230. DOI: 10.1088/0029-5515/17/2/005.
- [119] Varillon G., Clarisse J.-M., Couairon A. Stability of ablation flows in inertial confinement fusion: Nonmodal effects. *Phys Rev E*. Feb. 2021. Vol. 103, № 2. P. 023211. DOI: 10.1103/PhysRevE.103.023211.

- [120] Clavin P., Masse L. Instabilities of ablation fronts in inertial confinement fusion: A comparison with flames. *Phys Plasmas*. Feb. 2004. Vol. 11, № 2. P. 690–705. DOI: 10.1063/1.1634969.
- [121] Kuklin V.M. The consequences of the modulation instabilities. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2018. № 4. P. 225–229.
- [122] Garkusha I.E. Participation in thermonuclear research of EURATOM: results achieved under the HORIZON 2020 program and the prospects for the next EU program for 2021-2027 (transcript of the report at the meeting of the Presidium of NAS of Ukraine, February 17, 2021). *Visnik Nacional'noi' akademii' nauk Ukraini*. Mar. 2021. № 03. P. 35–42. DOI: 10.15407/visn2021.03.035.
- [123] Mantel N. et al. Development and testing of an additively manufactured lattice for DEMO limiters. *Nuclear Fusion*. Jan. 2022. Vol. 62. P. 036017. DOI: 10.1088/1741-4326/ac486a.
- [124] You J.H. et al. Limiters for DEMO wall protection: Initial design concepts & technology options. *Fusion Engineering and Design*. Jan. 2022. Vol. 174. P. 112988. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2021.112988.
- [125] Garkusha I.E. et al. High power plasma interaction with tungsten grades in ITER relevant conditions. *J Phys Conf Ser*. Mar. 2015. Vol. 591. P. 012030. DOI: 10.1088/1742-6596/591/1/012030.
- [126] Walsh C.A. et al. Perturbation modifications by pre-magnetisation of inertial confinement fusion implosions. *Phys Plasmas*. Feb. 2019. Vol. 26, № 2. P. 022701. DOI: 10.1063/1.5085498.
- [127] Shang W.L. et al. Electron Shock Ignition of Inertial Fusion Targets. *Phys Rev Lett*. Nov. 2017. Vol. 119, № 19. P. 195001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.195001.
- [128] Atzeni S. et al. Shock ignition of thermonuclear fuel: principles and modelling. *Nuclear Fusion*. May 2014. Vol. 54, № 5. P. 054008. DOI: 10.1088/0029-5515/54/5/054008.

- [129] Batani D. et al. Ablation pressure scaling at short laser wavelength. *Phys Rev E*. Dec. 2003. Vol. 68, № 6. P. 067403. DOI: 10.1103/PhysRevE.68.067403.
- [130] Batani D. et al. Generation of high pressure shocks relevant to the shock-ignition intensity regime. *Phys Plasmas*. Mar. 2014. Vol. 21, № 3. P. 032710. DOI: 10.1063/1.4869715.
- [131] Macchi A., Nindrayog A.S., Pegoraro F. Solitary versus shock wave acceleration in laser-plasma interactions. *Phys Rev E*. Apr. 2012. Vol. 85, № 4. P. 046402. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.046402.
- [132] Bondar D.S., Levchuk I.P., Maslov V.I., Onishchenko I.N. Increase of amplitude of accelerating wakefield excited by sequence of short relativistic electron bunches in plasma at magnetic field use. *East European Journal of Physics*. 2017. Vol. 4, № 2. P. 11–18. DOI: 10.26565/2312-4334-2017-2-02.
- [133] Geddes C.G.R. et al. High energy, low energy spread electron bunches produced via colliding pulse injection. *AIP Conf. Proc.* 2016. Vol. 1777. P. 040003. DOI: 10.1063/1.4965605.
- [134] Reitsma A.J.W., Leemans W.P., Esarey E., Schroeder C.B., Kamp L.P.J., Schep T.J. Simulation of electron postacceleration in a two-stage laser wakefield accelerator. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. May 2002. Vol. 5, № 5. P. 051301. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.5.051301.
- [135] Maslov V., Bondar D., Levchuk I., Onishchenko I. Improvement of Properties of Self-Injected and Accelerated Electron Bunch by Laser Pulse in Plasma, Using Pulse Precursor. *East European Journal of Physics*. 2019. Vol. 2. P. 64–68. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-2-10.
- [136] Kim H.T. et al. Enhancement of Electron Energy to the Multi-GeV Regime by a Dual-Stage Laser-Wakefield Accelerator Pumped by Petawatt Laser Pulses. *Phys Rev Lett*. Oct. 2013. Vol. 111, № 16. P. 165002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.165002.

- [137] Shiraishi S. et al. Laser red shifting based characterization of wakefield excitation in a laser-plasma accelerator. *Phys Plasmas*. Jun. 2013. Vol. 20, № 6. P. 063103. DOI: 10.1063/1.4810802.
- [138] Leemans W.P. et al. Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime. *Phys Rev Lett*. Dec. 2014. Vol. 113, № 24. P. 245002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.245002.
- [139] Clayton C.E. et al. Self-Guided Laser Wakefield Acceleration beyond 1 GeV Using Ionization-Induced Injection. *Phys Rev Lett*. Sep. 2010. Vol. 105, № 10. P. 105003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.105003.
- [140] Mangles S.P.D. et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature*. Sep. 2004. Vol. 431, № 7008. P. 535–538. DOI: 10.1038/nature02939.
- [141] Schamel H., Maslov V.I. Adiabatic growth of electron holes in current-carrying plasmas. *Phys Scr*. 1994. Vol. T50. P. 42–46. DOI: 10.1088/0031-8949/1994/T50/006.
- [142] Schamel H., Maslov V. Langmuir Wave Contraction Caused by Electron Holes. *Phys Scr*. 1999. Vol. T82, № 1. P. 122. DOI: 10.1238/Physica.Topical.082a00122.
- [143] Kaw P.K., Sen A., Katsouleas T. Nonlinear 1D laser pulse solitons in a plasma. *Phys Rev Lett*. 1992. Vol. 68, № 21. P. 3172–3175. DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.3172.
- [144] Daligault J. Landau damping and the onset of particle trapping in quantum plasmas. *Phys Plasmas*. 2014. Vol. 21, № 4. P. 040701. DOI: 10.1063/1.4873378.
- [145] Yu C. et al. Study of channel formation and relativistic ultra-short laser pulse propagation in helium plasma. *Plasma Phys Control Fusion*. 2016. Vol. 58, № 5. P. 055007. DOI: 10.1088/0741-3335/58/5/055007.
- [146] Hidding B., Königstein T., Osterholz J., Karsch S., Willi O., Pretzler G. Monoenergetic Energy Doubling in a Hybrid Laser-Plasma Wakefield

- Accelerator. *Phys Rev Lett*. 2010. Vol. 104, № 19. P. 195002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.195002.
- [147] Pae K.H., Choi I.W., Lee J. Self-mode-transition from laser wakefield accelerator to plasma wakefield accelerator of laser-driven plasma-based electron acceleration. *Phys Plasmas*. 2010. Vol. 17, № 12. P. 123104. DOI: 10.1063/1.3522757.
- [148] Maslov V., Bondar D., Levchuk I., Nikonova S., Onishchenko I. Uniform Focusing of Sequence of Relativistic Positron Bunches in Plasma. *East European Journal of Physics*. 2019. Vol. 2. P. 69–74. DOI: 10.26565/2312-4334-2019-2-11.
- [149] Eskandari H., Quevedo-Teruel O., Attari A.R., Majedi M.S. Transformation optics for perfect two-dimensional non-magnetic all-mode waveguide couplers. *Opt Mater Express*. 2019. Vol. 9, № 3. P. 1320. DOI: 10.1364/OME.9.001320.
- [150] Hsu A.-C. et al. Far-Infrared Resonance in Split Ring Resonators. *Jpn J Appl Phys*. 2004. Vol. 43, № 2A. P. L176–L179. DOI: 10.1143/JJAP.43.L176.
- [151] Kim J.H., Han J., Yoon M., Park S.Y. Theory of wakefields in a dielectric-filled cavity. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2010. Vol. 13, № 7. P. 071302. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.071302.
- [152] Jiang B., Jing C., Schoessow P., Power J., Gai W. Formation of a novel shaped bunch to enhance transformer ratio in collinear wakefield accelerators. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2012. Vol. 15, № 1. P. 011301. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.15.011301.
- [153] Bondar D.S., Levchuk I.P., Maslov V.I., Onishchenko I.N. Transformer ratio dependence on bunch length at non-linear wakefield excitation in plasma by electron bunch with Gaussian charge distribution. *East European Journal of Physics*. 2018. Vol. 5(2). P. 72–77. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-2-10.

**ДОДАТОК А. СПИСОК НАУКОВИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА
СТУПЕНЯ ДОКТОРА ФІЛОСОФІЇ, ЯКІ ВИСВІТЛЮЮТЬ НАУКОВІ
РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ**

Наукові праці в наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та/або Web of Science:

1. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Ovsiannikov R.T. Plasma lens for electron and positron beams. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2021. Vol. 134, № 4. P. 70–73. DOI: 10.46813/2021-134-070. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL:https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2021_4/article_2021_4_70.pdf

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті).

2. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Simulation of plasma wakefield focusing and self-focusing of a short sequence of electron bunches depending on the bunch length, shape and distance between bunches. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2022. Vol. 142, № 6. P. 36–39. DOI: 10.46813/2022-142-036. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL:https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2022_6/article_2022_6_36.pdf

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті).

3. **Bondar D.S.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma. *Problems of Atomic Science and Technology*. 2023. Vol. 146, № 4. P. 67-70. DOI: 10.46813/2023-146-067. (**Scopus, Web of Science, Q4**)

URL: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2023_4/article_2023_4_67.pdf

(*Особистий внесок здобувача: формулювання задачі, виконання числового моделювання, участь в аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті*).

Наукові праці в наукових періодичних виданнях, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та/або Web of Science:

4. Maslov V., **Bondar D.**, Onishchenko I., Papkovich V. Transformer Ratio at Wakefield Excitation by Train of Electron Bunches with Linear Growth of Current in Dielectric Resonator Electron–Positron Collider. *J Phys Conf Ser.* 2020. Vol. 1596. P. 012056. DOI: 10.1088/1742-6596/1596/1/012056.

(**Scopus, Q4**)

URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1596/1/012056>

(*Особистий внесок здобувача: участь у отриманні, аналізі та інтерпретації результатів, написання й оформлення статті*).

5. Maslov V. I., **Bondar D. S.**, Onishchenko I. N. Investigation of the Way of Phase Synchronization of a Self-Injected Bunch and an Accelerating Wakefield in Solid-State Plasma. *Photonics.* 2022. Vol. 9(3). P. 174. DOI: 10.3390/photonics9030174.

(**Scopus, Web of Science, Q2**)

URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/9/3/174>

(*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі, виконанні числового моделювання, аналізі та інтерпретації результатів, написанні й оформленні статті*).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Identical Focusing of Train of Relativistic Positron Gaussian Bunches in Plasma. *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21): Abstract Booklet*, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021, P. 565–567.
2. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Wakefield Excitation by a Sequence of Laser Pulses in Plasma. *12th International Particle Accelerator Conference*

- (*IPAC'21*): Abstract Booklet, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021. P. 568–570.
3. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Wakefield Excitation in Plasma of Metallic Density by a Laser Pulse. *12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21)*: Abstract Booklet, Geneva, Switzerland: JACoW Publishing. May 2021. P. 571–573.
 4. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Studying of Combined Mode of Wakefield Acceleration, High Accelerating Gradient Obtaining and also Plateau Formation on the Distribution of an Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Very Short Electron Bunch, Self-injected and Accelerated in a Metallic-Density Electron Plasma by Laser Pulse, Shaped on Radius, Length and Intensity. *3rd Townhall Meeting High Gradient Accelerator Plasma/Laser*. May 2021.
 5. **D. Bondar**, V. Maslov, I. Onishchenko. Transition of Laser-Driven Wakefield Acceleration to Self-Injected Electron-Driven Wakefield Acceleration in Plasma of Metallic Density, Plateau Formation on Accelerating Wakefield and Zero Radial Wake Force by Laser Pulse, Shaped on Radius and Intensity. *47th Conference on Plasma Physics – Satellite Meeting*, Jun. 2021.
 6. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Optimal Wakefield Excitation in Plasma by Non-resonant Train of Relativistic Electron Bunches. *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 7. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Wakefield Excitation in a Metallic-Density Electron Plasma by X-ray Laser Pulses. *4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop*. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, Sep. 2019.
 8. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Homogeneous and Identical Focusing of Train of Relativistic Positron Bunches in Plasma.

4th European Advanced Accelerator Concepts Workshop. La Biodola Bay, Isola d'Elba, Italy, 2019.

9. **Д. С. Бондар**, В. І. Маслов, І. М. Онищенко. Особливості когерентного складання кільватерних полів ланцюжка коротких лазерних імпульсів в плазмі високої густини. *XIX Конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики*. м. Харків, Україна, 2021. С. 61.
10. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. P. Levchuk, I. N. Onishchenko. Excitation of wakefield by a laser pulse in a metallic-density electron plasma. *International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion*. Kharkiv, Ukraine, Sep. 2018. P. 85.
11. **D. S. Bondar**, V. I. Maslov, I. N. Onishchenko. Investigation of ways to optimize bunches of charged particles that are formed during wakefield acceleration in high-density plasma. *Academic and Scientific Challenges of Diverse Fields of Knowledge in the 21st Century. CLIL in Action*. Kharkiv, Ukraine, 2021. P. 327-336.
12. V. I. Maslov, **D. S. Bondar**, D. Batani, R. T. Ovsiannikov. Laser Pulse Scattering in Transverse Direction near Critical Point in Inhomogeneous Plasma of Target in Inertial Fusion. *17th Direct Drive and Fast Ignition Workshop*. Geneva, Switzerland, May 2021. P. 571–573.
13. **D.S. Bondar**, V.I. Maslov, I.N. Onishchenko. A method for maintaining the acceleration rate and increasing the energy of self-injected bunch due to the use of inhomogeneous plasma. *XVI International Workshop "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration"*. Kharkiv, Ukraine, 2023. P. 8.

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ
створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 21:41:36 15.02.2024

Назва файлу з підписом: Bondar_diss.pdf.asice
Розмір файлу з підписом: 8.8 МБ

Перевірені файли:
Назва файлу без підпису: Bondar_diss.pdf
Розмір файлу без підпису: 9.9 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: БОНДАР ДЕНИС СЕРГІЙОВИЧ
П.І.Б.: БОНДАР ДЕНИС СЕРГІЙОВИЧ
Країна: Україна
РНОКПП: 3531909054
Організація (установа): ФІЗИЧНА ОСОБА
Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 21:41:38
15.02.2024
Сертифікат виданий: КНЕДП АЦСК АТ КБ "ПРИВАТБАНК"
Серійний номер: 5E984D526F82F38F040000001EEC3C016A5CB204
Алгоритм підпису: ДСТУ 4145
Тип підпису: Удосконалений
Тип контейнера: Підпис та дані в архіві (розширений) (ASiC-E)
Формат підпису: З повними даними для перевірки (XAdES-B-LT)
Сертифікат: Кваліфікований

Версія від: 2023.12.21 13:00