

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА**

(повне найменування вищого навчального закладу)

**ІННІ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»**

(назва факультету)

**КАФЕДРА ФІЗИКИ ЯДРА ТА ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ІМЕНІ О.І. АХІСЗЕРА**

(повна назва кафедри)

## **Пояснювальна записка**

до дипломного проекту (роботи)

**БАКАЛАВРА**

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

укр. «Кільватерна плазмова лінза для коротких гаусівських позитронних згустків з провідником та невеликою частотою слідування»  
англ. «Wakefield plasma lens for short Gaussian positron bunches with a precursor and a low repetition rate»

Виконав: студент 4 курсу навчання

за ОПП бакалавр

напряму підготовки 6.040204 «Прикладна фізика»

Кушнар'єв Б. А.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник: к.ф.-м.н. Леонов А.С.

(прізвище та ініціали) (особистий підпис)

Консультант: д.ф.-м.н., проф. Маслов В.І.

(прізвище та ініціали) (особистий підпис)

Рецензент: к.ф.-м.н. Ковальчук І.К.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

## АНОТАЦІЯ

Протягом багатьох століть різні вчені досліджували світ, шукали закономірності в законах природи та намагались їх спрогнозувати. З відкриттям кваркової структури Всесвіту та отриманням великої кількості дійсно елементарних частинок з'являється не примарна можливість знайти відповіді на всі ці питання. Але в ході експериментів дослідники зіткнулись з тим, що для більшості реакцій взаємодії необхідні надвисокі енергії, недосяжні для сучасного рівня розвитку техніки. Тож стає актуальною задача пошуку нових джерел релятивістських частинок. Найбільш перспективним варіантом нині виступають кільватерні прискорювачі.

Таким чином, метою цієї роботи є аналіз технічної можливості фокусування позитивно заряджених згустків на прикладі позитронів в класичній квазінейтральній рівноважній плазмі. Здобутком є числове моделювання створюваних при цьому кільватерних полів, огляд еволюції форми згустків, визначення просторового розподілу густин електронів та позитронів, а також порівняння з аналогічним прискоренням електронних пучків.

Дослідження складається з декількох частин, починаючи з опису механізму виникнення кільватерних полів та будови відповідних прискорювачів. Далі йде короткий опис параметрів застосованого коду моделювання. Останній розділ безпосередньо присвячений числовому моделюванню описаних процесів з наступним аналізом отриманих результатів.

## ABSTRACT

For many centuries, various scientists have been exploring the world, looking for patterns in the laws of nature and trying to predict them. With the discovery of the quark structure of the Universe and the production of a large number of truly elementary particles, there is a realistic possibility of finding answers to all these questions. But in the course of experiments, researchers have come across the fact that most interaction reactions require ultra-high energies that are unattainable at the current level of technology. Therefore, the task of finding new sources of relativistic particles becomes urgent. The most promising option at present is plasma wakefield accelerators.

Thus, the purpose of this work is to analyze the technical feasibility accelerating and focusing positively charged bunches using positrons as an example in classical quasi-neutral equilibrium plasma. The achievements include numerical modeling of the wakefields created in this process, a review of the evolution of the bunch shape, determination of the spatial distribution of electron and positron densities, and a comparison with similar acceleration of electron beams.

The study consists of several parts, starting with a description of the mechanism of the wakefields and the structure of the corresponding accelerators. This is followed by a brief description of the parameters of the used simulation code. The last section is directly devoted to numerical modeling of the described processes, followed by an analysis of the results.

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1. КІЛЬВАТЕРНІ ПРИСКОРЮВАЧІ .....	7
1.1. Огляд основних типів прискорювачів заряджених частинок .....	7
1.2. Кільватерний метод прискорення .....	8
1.3. Переваги та недоліки кільватерних прискорювачів .....	10
РОЗДІЛ 2. ОПИС ПРОГРАМИ МОДЕЛЮВАННЯ.....	12
2.1. Загальні властивості програми .....	12
2.2. Можливі обчислювані величини .....	13
РОЗДІЛ 3. ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ.....	15
3.1. Транспортування однорідного електронного згустку.....	15
3.2. Транспортування однорідного позитронного згустку .....	17
3.3. Фокусування гаусівського позитронного згустку .....	20
3.4. Фокусування профільованого позитронного згустку.....	23
ВИСНОВКИ .....	27
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....	29

## ВСТУП

Для розв'язання великої кількості технічних та промислових проблем, а також проведення експериментальних досліджень необхідно отримати високоенергетичні згустки заряджених частинок. Найпростіший спосіб досягти цього – розігнати такі пучки до релятивістських швидкостей. Для цього й призначений спеціальний клас пристроїв – прискорювачі заряджених частинок. Їх наукове застосування безпосередньо полягає у вивченні структури матерії, пошуку каналів реакцій між елементарними частинками та кварковими структурами, причому для більшості з них потрібні надвисокі енергії [1]. Корисність отриманих результатів можна пояснити тим, що відповідні знання про структуру всесвіту як чогось, складеного із найпростіших елементів, дають можливість пояснити усі процеси, що протікають на вищих рівнях матерії. Як наслідок, з'являється можливість знайти їм практичне застосування майже в будь-якій іншій галузі техніки.

Серед промислового використання прискорювачів можна виділити отримання за допомогою прискорених протонів різних нестійких ізотопів, в тому числі для медичних цілей (наприклад, для радіодіагностики чи лікування онкологічних захворювань) [2]. Створені радіоактивні ядра також активно використовуються у прикладних дослідженнях ядерних структур та властивостей конденсованих середовищ.

Отже, на практиці з'являється необхідність розганяти як позитивно, так і негативно заряджені пучки частинок. Але ж класична плазма складається з рухомих електронів та слабо рухомих позитивно заряджених іонів, що може спричинити неоднаковість умов розгону та проходження згустків різного знаку крізь кільватерні поля. Тобто пошук відмінностей та порівняння цих процесів є актуальним для наукових і технічних потреб. Тому його було покладено в основу даного дослідження.

У роботі найбільшу увагу було надано саме вивченню питання проходження позитивно заряджених згустків (на прикладі позитронів) у

кільватерних прискорювачах. По-перше, було висунуто гіпотезу щодо причини більш швидкого порушення профілю таких згустків у порівнянні з аналогічними електронними, а після підтверджено її результатами числового моделювання. По-друге, було розглянуто утворення пасивної плазмової лінзи для гаусових та профільованих позитронних згустків. В цьому й полягає наукова новизна даної роботи.

## РОЗДІЛ 1. КІЛЬВАТЕРНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

У цьому розділі наведено стислий огляд конструктивних особливостей, а також переваг та недоліків різних прискорювачів заряджених частинок. Зокрема, основну увагу зосереджено на відносно новому концепті розгону, а саме – застосуванню кільватерних полів. Далі наведено якісне пояснення спостережуваного ефекту і поточний стан досліджень в цій галузі.

### 1.1. Огляд основних типів прискорювачів заряджених частинок

Незалежно від типу прискорювача, основою процесу є взаємодія заряджених пучків з електромагнітним полем. Електричне поле безпосередньо виконує роботу, збільшуючи енергію згустку. Магнітне поле при цьому лише змінює напрям його руху завдяки силі Лоренца.

Більша частина застосовуваних наразі прискорювачів належить до одного з двох конструкційних типів:

- 1) Лінійні прискорювачі (індукційний, резонансний тощо) – частинки проходять по одному разу через послідовні прискорюючі проміжки. До основних переваг належить відсутність енергетичних втрат на випромінювання та малі емітанси згустків. Недоліком є неможливість створення надпотужних прискорюючих полів. Саме тому їх зазвичай використовують для початкового розгону, а потім направляють в прискорювач іншого типу.
- 2) Циклічні прискорювачі (фазотрон, синхротрон тощо) – пучки проходять багато разів по замкненому прискорюючому проміжку. Хоча досяжні енергії на декілька порядків вищі за можливості лінійних, але рух за криволінійними траєкторіями спричиняє появу синхротронного випромінювання, втрати на яке зростають разом з енергією згустку та обмежують максимальні досяжні швидкості [3].

Ще одним недоліком є великі розміри установок, що не дозволяє промислово застосовувати увесь потенціал високоенергетичних заряджених пучків. Також існує інше практичне обмеження на напруженість електричного поля – за високих значень можливі пошкодження металевих стінок через явище автоелектронної емісії [4], що також безпосередньо вплине на стан прискорюваного згустку.

## 1.2. Кільватерний метод прискорення

Окрім згаданих типів, існує доволі новий метод розгону заряджених частинок. Його сутність полягає тому, щоб створювати локальні надпотужні поля в плазмі, в яких і розганялися б заряджені згустки.

Для цього спочатку в рівноважну квазінейтральну плазму запускається так званий ведучий заряджений пучок (driving bunch) або лазерний імпульс [5]. Під час свого проходження він збурює електрони плазми, змушуючи їх коливатись в радіальному напрямку по відношенню до лінійної траєкторії руху, що в даному випадку є віссю симетрії. Тобто вздовж цієї вісі виникають так звані «бульбашки», всередині яких плазма перестає бути електронейтральною за рахунок зміщення електронів від неї, якщо пробний пучок заряджений негативно, або до неї у зворотному випадку. Виникаючий просторовий розподіл зарядів створює потужні електричні поля всередині «бульбашок», що використовуються для прискорення веденого згустку (trailing bunch). Його безпосередньо запускають у плазму після проходження пробного пучка. В ході досліджень також розглядаються сценарії запуску обох пучків через певний час після збурення плазми провідним пучком (leading bunch) (див. Рис. 1.1).

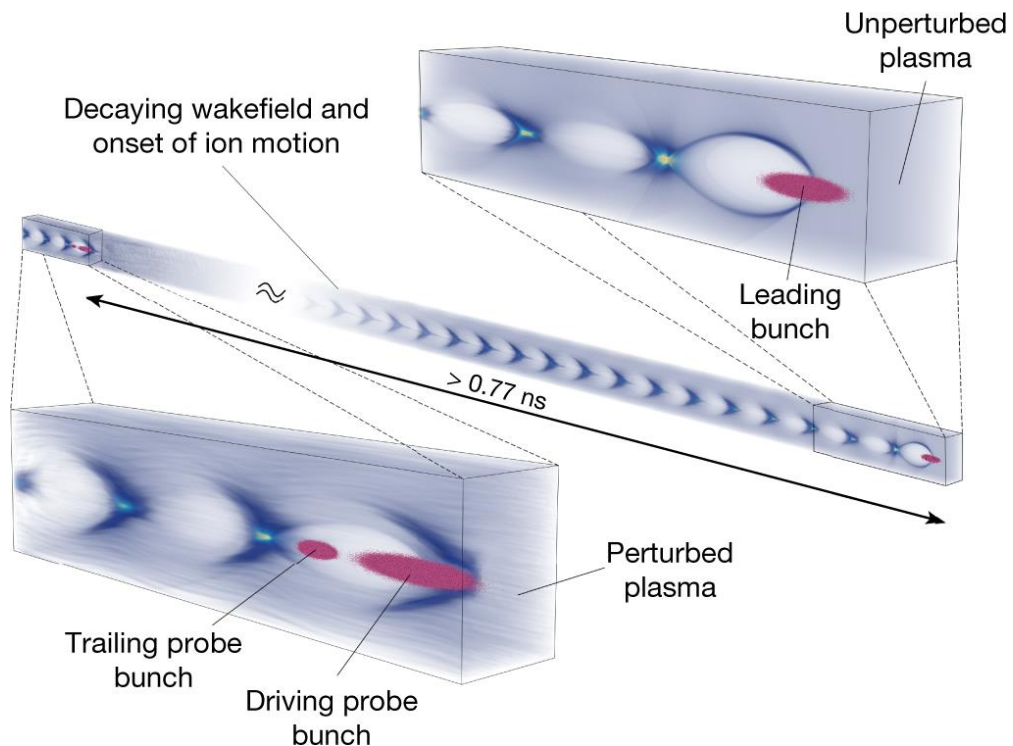


Рис. 1.1. Створення кильватерного поля в плазмі – провідний згусток запускається за певний час до зондуючих (для збурених вимірювань) або не запускається взагалі (для незбурених вимірювань) [6].

Розберемо докладніше процеси, що відбуваються всередині «бульбашки» (див. Рис. 1.2). Нехай обидва пучки – електронні. Тоді в оболонці «бульбашки» концентрація електронів буде більшою за концентрацію слабо рухомих позитивних йонів. Натомість всередині електрони плазми майже відсутні, тому електричне поле спрямоване назовні. Звідси в поперечному напрямку на ведений електронний згусток діє стискаюча сила, що просторово фокусує його. Важливо, що пучок потрібно запускати з розрахунком на те, що він перебував в задній частині «бульбашки», оскільки саме там поздовжні сили будуть створювати найбільше прискорення (див. Рис. 1.3). У передній частині електронний згусток навпаки, буде гальмуватись та розпадеться з часом.

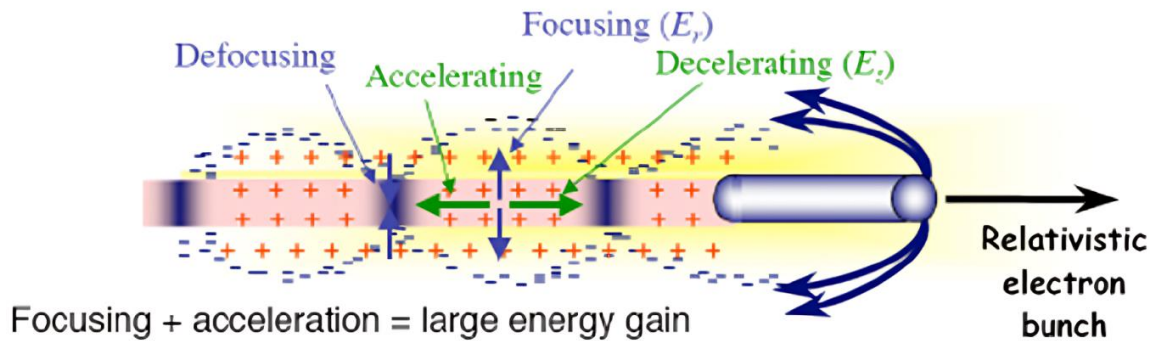


Рис. 1.2. Схема просторового розподілу зарядів та виникаючих полів в збудженому кільватерному полі при проходженні електронного згустку [7].

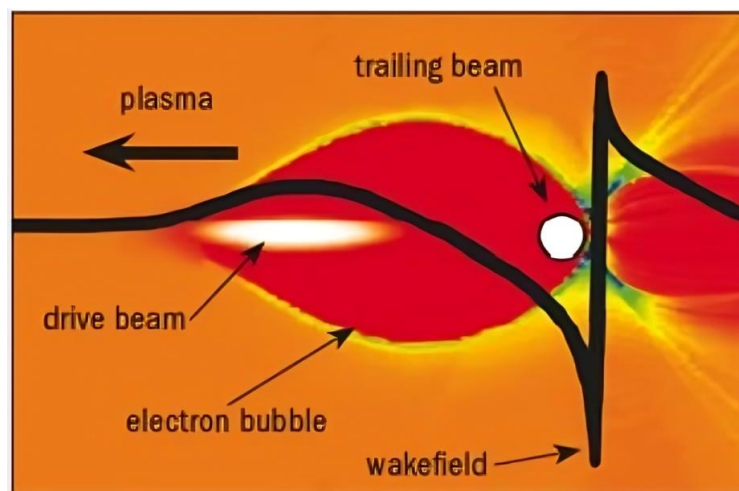


Рис. 1.3. Комп'ютерне моделювання показує утворення надвисокого прискорюючого градієнту кільватерного поля [8].

### 1.3. Переваги та недоліки кільватерних прискорювачів

На відміну від лінійних чи циклічних прискорювачів, кільватерні мають набагато менші розміри. Крім того, за останніми оцінками, кільватерні поля можуть досягати значень  $\sim 10^{11}$  В/м [9], що на декілька порядків вище за напруженість пробою вакууму ( $\sim 10^8$  В/м, [4]), тобто верхню межу електричних полів стандартних прискорювачів. Все це робить їх кільватерні поля перспективною галуззю досліджень.

Водночас, вони теж не позбавлені певних проблем. До основних складнощів їх використання можна віднести:

- неможливість напряму керувати створюваними полями, оскільки плазма є самоузгодженою системою;
- швидке загасання коливань у плазмі після проходження драйвера, тобто виникає необхідність у точно вивіреному моменті запуску основного пучка;
- через нерівномірність поглинання частинками пучку енергії існує велика залежність ефективності розгону від форми згустку, що ставить задачу пошуку оптимального профілю;
- у випадку нелінійного руху виникає радіальна нестабільність (розфокусування пучка).
- практичні відмінності в розгоні позитивно та негативно заряджених частинок (буде продемонстровано в Розділі 3).

## РОЗДІЛ 2. ОПИС ПРОГРАМИ МОДЕЛЮВАННЯ

Основною проблемою вивчення динамічних процесів у плазмі, зокрема під час проходження в ній пучків швидких заряджених частинок, є висока складність аналітичних обчислень. Натомість, спеціалізовані комп'ютерні програми дозволяють швидко розрахувати необхідні характеристики процесу та системи в цілому. Відповідно, даний розділ присвячено опису коду, за допомогою якого було проведено чисельне моделювання згаданих процесів.

### 2.1. Загальні властивості програми

В ході досліджень застосовувався код LCODE. Його розробником був професор К. В. Лотов. Основною метою використання програми є саме моделювання динаміки руху релятивістських згустків у середовищі з плазмою.

Як вже згадувалось, процеси такого типу мають азимутальну симетрію по відношенню до напрямку руху швидких пучків. Це дозволяє застосовувати циліндричну систему координат  $(r, \varphi, z)$ , де  $z$  – поздовжня координата в обраному напрямку,  $r$  – відстань від осі симетрії. При цьому отримані результати не залежать від азимутального кута  $\varphi$ , тому програма представляє їх у вигляді пласких зображень радіально спрямованого півпростору.

Оскільки нас цікавлять поля та сили, що діють безпосередньо на згусток, більш зручним є використання рухомої системи відліку. Тоді в якості поздовжньої координати виступає  $\xi = z - vt$ , де  $v$  – швидкість руху пучка. В реальності програма використовує значення  $v = c$  (швидкість світла), що відповідає ультрарелятивістському руху. Враховуючи, що відстані, на яких пучок ще залишається стабільним, досить невеликі (хоча й набагато більші за довжину самого згустку), то й за час руху зсув між вікном

моделювання та реальним положенням пучка буде незначним. Фактично, програма моделює усі процеси в квазістатичному наближенні.

Окремо зазначимо, що в кодї рухомї згустки розглядаються як сукупності макро-частинок. Окрім цього, розраховуються положення та концентрації частинок плазми (зазвичай це електрони). Для плазми вже застосовуються обидві моделі – гідродинамічна та кінетична.

## 2.2. Можливі обчислювані величини

Серед основних параметрів, які можна задавати вручну перед моделюванням, є початкова густина плазми та форма пучків (довжина, радіус, густина), їх кількість, енергія, початковий струм тощо. Також можна змінювати часовий інтервал розрахунків та масштаби вікна моделювання.

При цьому програма в якості результату надає залежності від  $\xi$  в різні моменти часу для наступних величин:

- напруженості поздовжнього електромагнітного поля на вісі симетрії  $E_z|_{r=0}(\xi)$  та на відстані радіусу згустку від неї  $E_z|_{r=r_b}(\xi)$ ;
- значення фокусуючої сили  $F_r(\xi)$ ;
- просторового розподілу за концентраціями заряджених частинок плазми та пучків;
- енергії та імпульсу згустку.

Ще однією особливістю коду є те, що всі величини в ньому розраховуються як безрозмірні. Для цього вони помножуються на відповідні коефіцієнти, складені з початкової густини плазми  $n_0$  та деяких універсальних сталих. Повний перелік застосованих нормувань наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Скориговані величини, які використовуються в програмі LCODE

Розрахунковий параметр	Нормувальний коефіцієнт
Густина частинок плазми/згустку	$\frac{1}{n_0}$
Час	$\omega_{pe}$
Відстань	$\frac{\omega_{pe}}{c}$
Імпульс плазми/згустку	$\frac{1}{mc}$
Електричне та магнітне поле	$\frac{e}{mc\omega_{pe}}$
Фокусувальна сила	$\frac{1}{mc\omega_{pe}}$
Потенціал поля	$\frac{e}{mc^2}$
Сила струму	$\frac{4e}{\pi mc^3}$

Тут  $e$  – елементарний електричний заряд,  $m$  – маса електрону,  $\omega_{pe}$  – електронна плазмова частота. У загальному випадку вона визначається наступною формулою:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}. \quad (2.1)$$

Таким чином, концентрація частинок плазми та плазмова частота є взаємно залежними величинами, що дозволяє використовувати лише одну з них в якості незалежного параметру.

## РОЗДІЛ 3. ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ

В цьому розділі представлені результати моделювання заряджених рухів пучків з різними параметрами крізь плазму. В першому підрозділі розглядаються поки що електронні згустки. Це необхідно для надання наочності деяким супутнім ефектам та загальному аналізу основних процесів. В наступних підрозділах моделювання проводилось з позитронними пучками. При цьому досліджувалися задачі транспортування та фокусування згустків з різними профілями, а отримані результати порівнювались з характерними випадками проходження електронів.

### 3.1. Транспортування однорідного електронного згустку

Для початку, як модельний приклад, розглянемо задачу проходження однорідного електронного згустку крізь плазму. В якості драйверу будемо використовувати теж електронний пучок. Крім цього, для оптимального режиму руху, пучок має містити поперед та позаду себе «частини» з меншими радіусами (їх відповідно називають провісником та рекуперацією). Необхідність цього обумовлена тим, що передня частина швидко втрачає енергію, а задня навпаки, швидко її поглинає. Таким чином, вони забезпечують більшу стабільність згустку (див. Рис. 3.1).

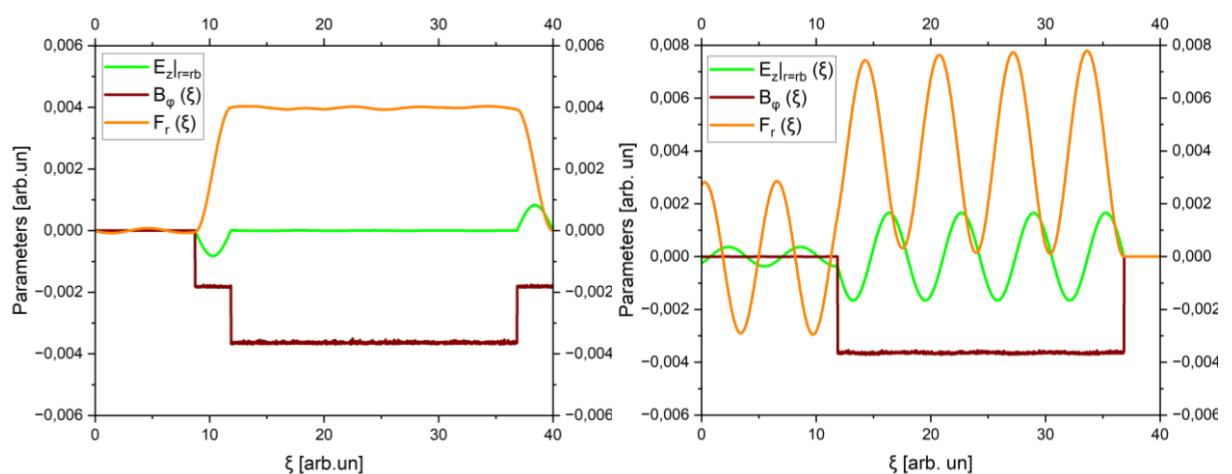


Рис. 3.1. Параметри поля в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$  для електронного згустку з провісником і рекуперацією (ліворуч) та без них (праворуч).

Порівняємо тепер напруженість поля на радіусі згустку  $E_z|_{r=r_b}(\xi)$  та на вісі  $E_z|_{r=0}(\xi)$  (див. Рис. 3.2). Очікувано, прискорююче поле всередині згустку більше за поле по краях. На Рис. 3.2 також показано усереднене по радіусу значення напруженості  $\langle E \rangle(\xi)$ .

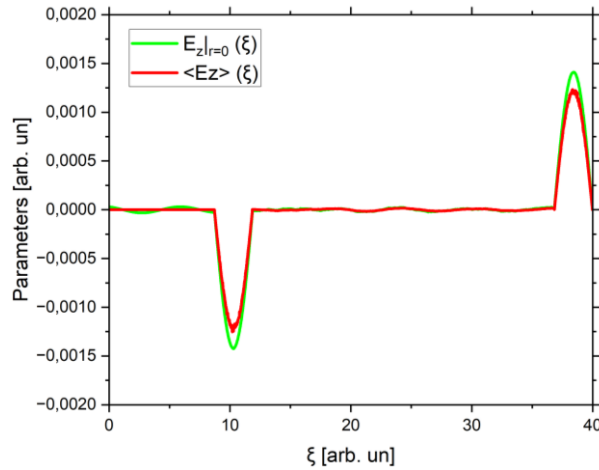


Рис. 3.2. Значення подовжньої напруженості електричного поля всередині пучка в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

Внаслідок енергетичного обміну на кінцях пучка за великих часів руху ( $t > 10\omega_{pe}^{-1}$ ) стає все більш нерівномірним розподіл фокусуєчої сили вздовж згустку, що призводить до поступового порушення його форми (див. Рис. 3.3). Це накладає обмеження на припустиму відстань транспортування.

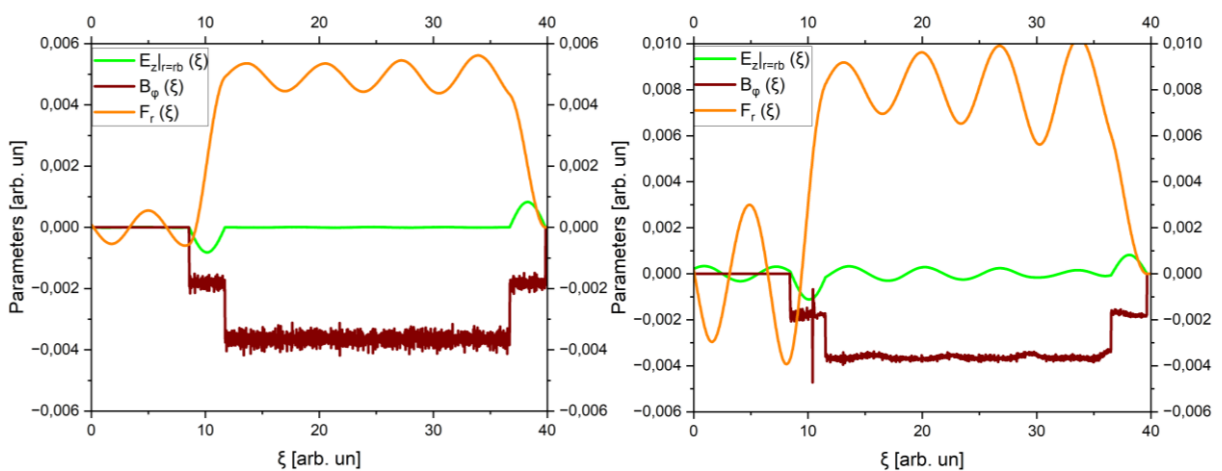


Рис. 3.3. Порушення форми згустку в момент  $t = 10\omega_{pe}^{-1}$  (ліворуч) та в момент  $t = 20\omega_{pe}^{-1}$  (праворуч).

Окремо розглянемо, яким чином розподілені електрони плазми та пучку в просторі навколо цього згустку (див. Рис. 3.4). Як бачимо, концентрація електронів всередині «бульбашки» дійсно зменшується. А позаду неї видно утворення невеликих згущень та розріджень, що є результатом електронних осциляцій. Щодо згустку можна також вказати на зростання концентрації частинок в напрямку до вісі симетрії.

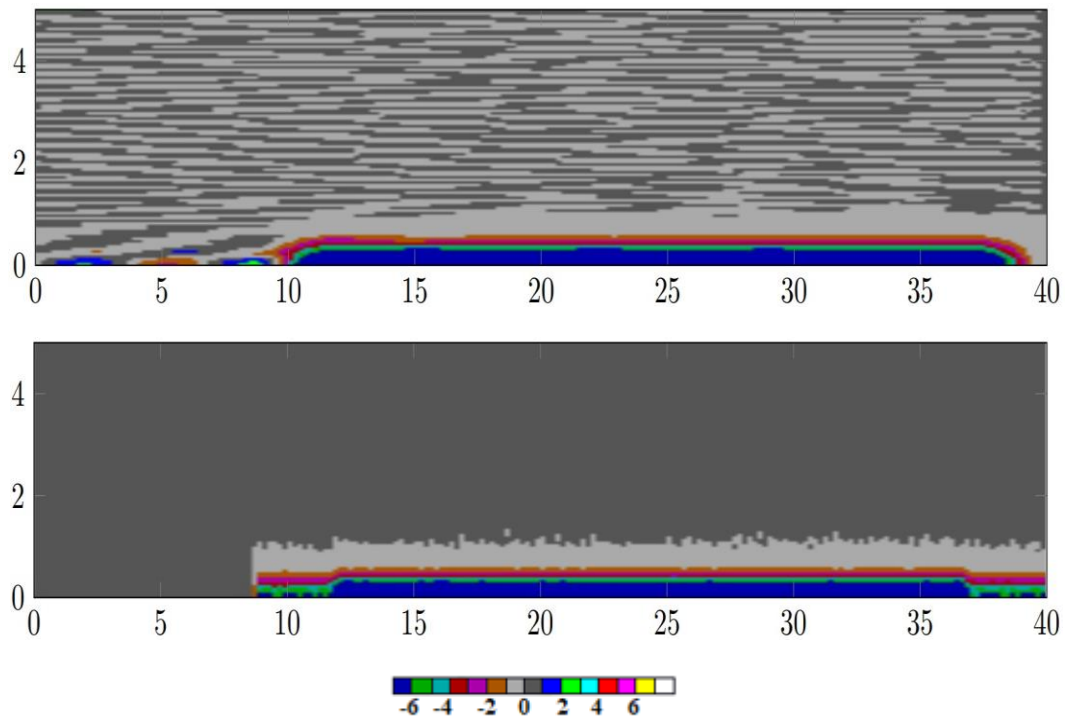


Рис. 3.4. Розподіл концентрацій електронів плазми  $n_e$  (згори) та частинок згустку  $n_b$  (знизу) з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

### 3.2. Транспортування однорідного позитронного згустку

В усіх наступних моделюваннях розглядався позитронний рухомий згусток. Задля його прискорення драйвер теж має бути позитивно зарядженим (далі буде пояснено, чому). Тож тепер розглянемо задачу проходження однорідного позитронного пучка крізь електронну плазму. Задля більшої стабільності теж додамо передвісник та рекуперацію. Отриманий результат (Рис. 3.5) є подібним до аналогічного руху електронного пучка, але є помітна відмінність – залежність фокусуєчої сили  $F_r(\xi)$  стає нерівномірною навіть за малих часів транспортування.

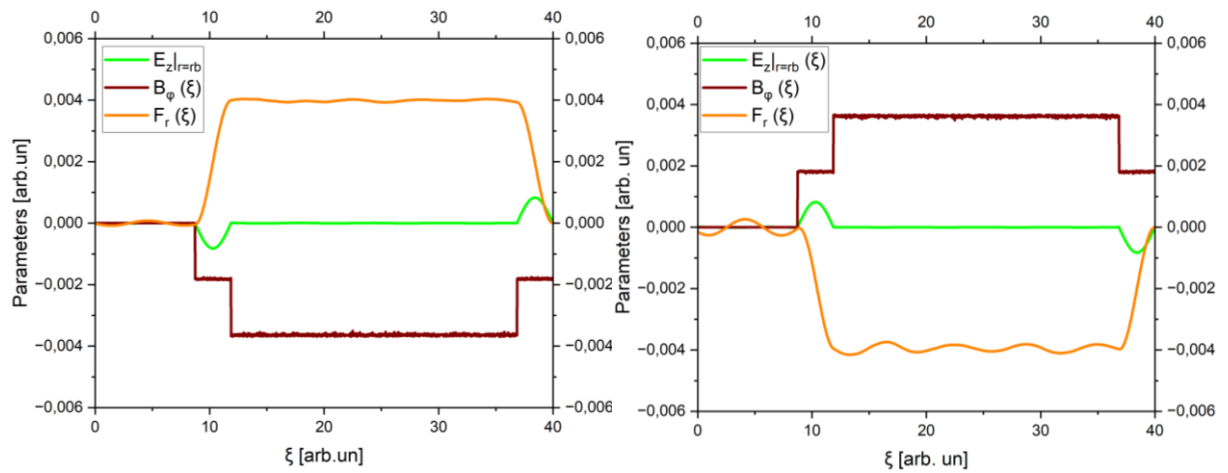


Рис. 3.5. Параметри поля в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$  для однорідних електронного (ліворуч) та позитронного (праворуч) згустків з провісником і рекуперацією

Проаналізуємо можливі причини більшої нестабільності у випадку руху позитронного пучка. В підрозділі 1.2 розглядався механізм прискорення електронних згустків. Електронний драйвер відштовхував електрони плазми від вісі, а електричне поле в утвореній «бульбашці» було спрямоване назовні. Тоді електронний пучок, рухаючись в кінці «бульбашки» проти ліній напруженості отримував додаткове прискорення. А ось позитронний згусток при цьому, рухаючись у задній частині, втрачав би енергію та сповільнювався. Отже, створення необхідного напрямку забезпечується тим, що необхідно запускати позитронний драйвер, який не розсуває електрони плазми, а навпаки, всмоктує їх в центр «бульбашки». Там їх концентрація перевищує рівноважну, а навколо формується область, заповнена переважно позитивними йонами. Таким чином, електричне поле позаду стає спрямованим в бік руху пучка, що і надає йому прискорення.

Пересвідчитись в правильності наведених міркувань можна двома способами. Переглянувши графіки на рис. 3.5, нескладно помітити, що усі створювані рухомими позитронами поля дійсно спрямовані в зворотній бік порівняно з випадком негативного пучка, що опосередковано підтверджує ідею стягування електронів до вісі симетрії. Безпосереднє моделювання просторового розподілу зарядів згустку та електронів плазми також

підтверджує справедливість цього припущення (див. Рис. 3.6). Аналогічно, позаду «бульбашки» починаються електронні осциляції (хоча тепер утворені згущення та розрідження чергуються в іншому порядку).

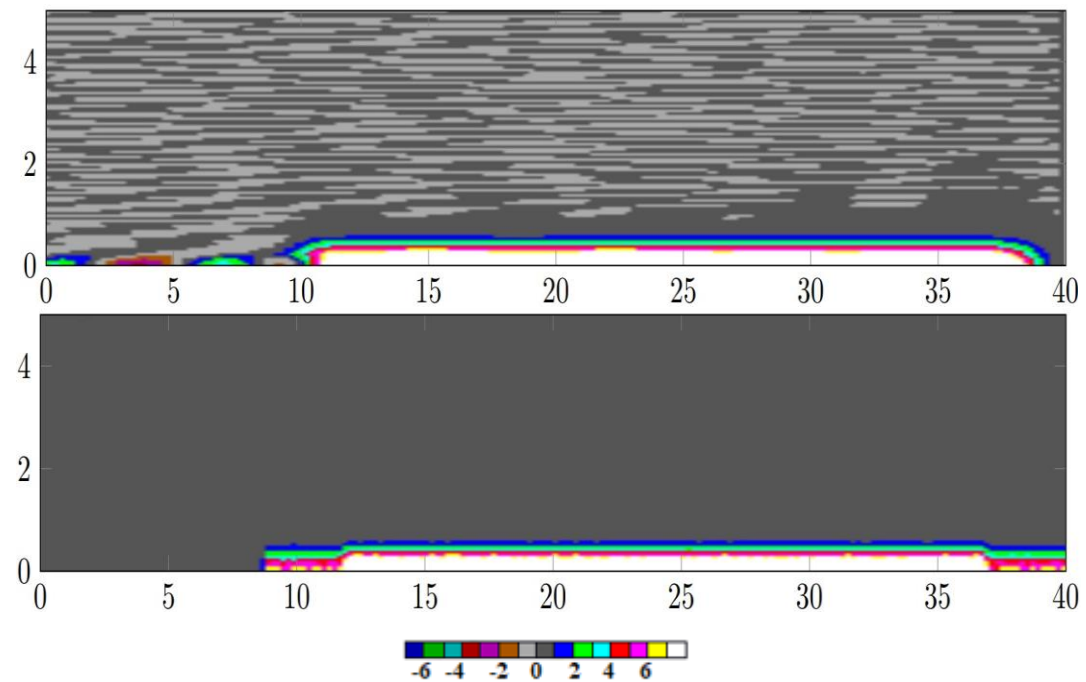


Рис. 3.6. Розподіл концентрацій електронів плазми  $n_e$  (згори) та частинок згустку  $n_b$  (знизу) з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

Супутнім результатом до зміни напрямку полів є те, що загальна концентрація частинок поблизу вісі тепер більша за середню густину плазми. Відповідно, більш помітною стає роль зіткнень між частинками згустку та плазми. В цілому, це збільшує емітанс згустку, частково сповільнює та швидше руйнує його початкову форму. Окрім цього, доволі високою є ймовірність протікання більш неочікуваного процесу – взаємної анігіляції позитрона та електрона. Всі перелічені процеси разом і проявляються в несиметричності задач транспортування електронного та позитронного згустків.

Важливим наслідком є те, що кільватерне прискорення та збереження сталої форми пучків позитивно заряджених частинок типу позитронів є суттєво менш ефективним, аніж для негативних зарядів.

### 3.3. Фокусування гаусівського позитронного згустку

Наступним завданням буде розгляд позитронного пучка іншої форми. На практиці доволі часто виникає необхідність фокусувати пучки з Гаусовим розподілом густини, тож розглянемо саме цю конфігурацію в якості початкового профілю. Відзначимо, що безпосереднє моделювання за таким розподілом має деякі практичні складнощі.

Хоча й більша частина зарядів згустку перебуває в межі «трьох сигм», довгі ланцюги на кінцях формульної залежності відповідають дуже розрідженому середовищу всередині пучка. Для програми, що наближено обчислює виникаючі поля та розподіли густин, це означає появу випадкової аксіальної несиметричності частинок згустку відносно вісі руху. Як наслідок, графіки не відповідатимуть дійсності. Більш того, розгляд напівпростору взагалі втрачає сенс через виникаючу асиметрію. Проблема розв'язується наступним чином – замість явного гаусівського розподілу використовується косинусоїдальний розподіл густини. Враховуючи їхню подібність, отримане моделювання матиме доволі незначну похибку відносно реальних значень параметрів. (див. Рис. 3.7).

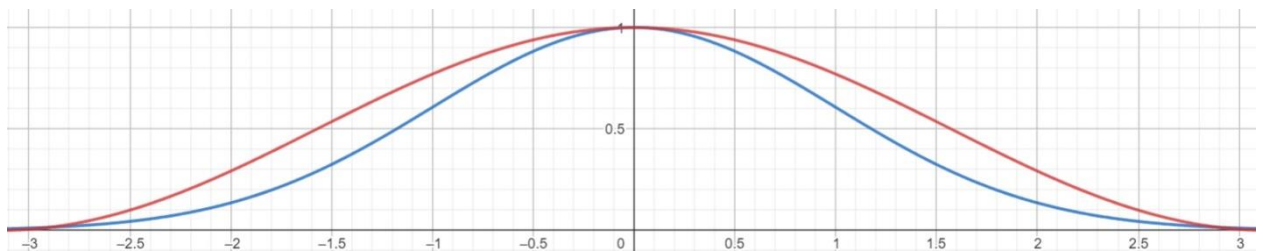


Рис. 3.7. Графіки косинусоїдальної  $y = \frac{1+\cos x}{2}$  (червоний) та гаусоподібної

$$y = e^{-\frac{x^2}{2}}$$

(синій) залежностей

Розглянемо дію радіально спрямованої сили. Вона має найбільше значення в місці з найвищою концентрацією позитронів. Це означає, що по центру пучок буде стискатись сильніше, ніж по краях. Наслідком є вирівнювання форми згустку до стану, близького з однорідним розподілом густини. Окремо відзначимо, що при цьому поздовжнє електричне поле є

дуже слабким вздовж вісі та на радіусі пучка від неї. Однак все одно його наявність та різне спрямування в передній та задній частинах вказує на те, що в першій половині пучок поступово втрачає енергію, яку потім поглинає друга половина (див. Рис. 3.8).

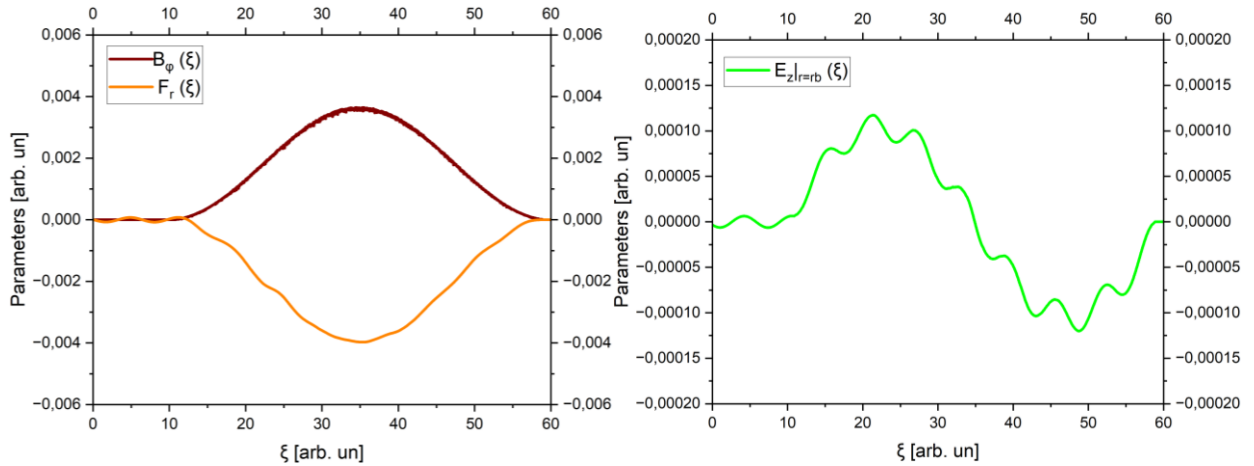


Рис. 3.8. Параметри поля в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$  для гаусівського позитронного згустку

Слабкі коливання фокусувальної сили в задній частині згустку характерні для процесу осциляції електронів (див. Рис. 3.8). Як і в попередніх випадках, причиною цього є посилене просторове перекриття та взаємодія електронів плазми і позитронів. Це можна явно помітити на графіку залежності  $n_e(\xi)$  (див. Рис. 3.9).

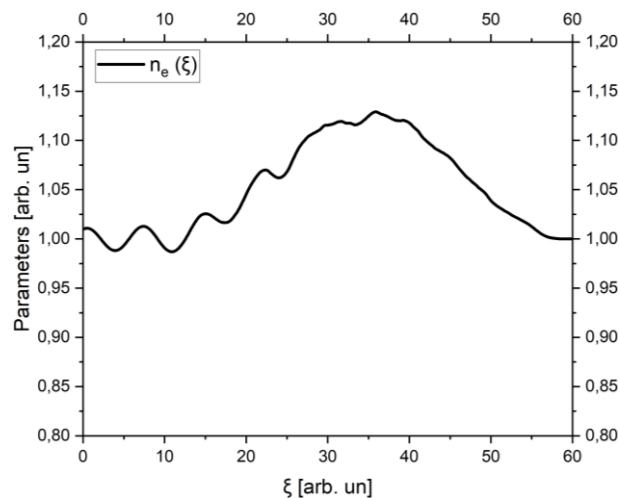


Рис. 3.9. Поздовжній розподіл  $n_e$  плазми вздовж вісі в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

Моделювання еволюції просторового розподілу позитронів пучка (див. Рис. 3.10) та електронів плазми (див. Рис. 3.11) підтверджує усі отримані раніше результати.

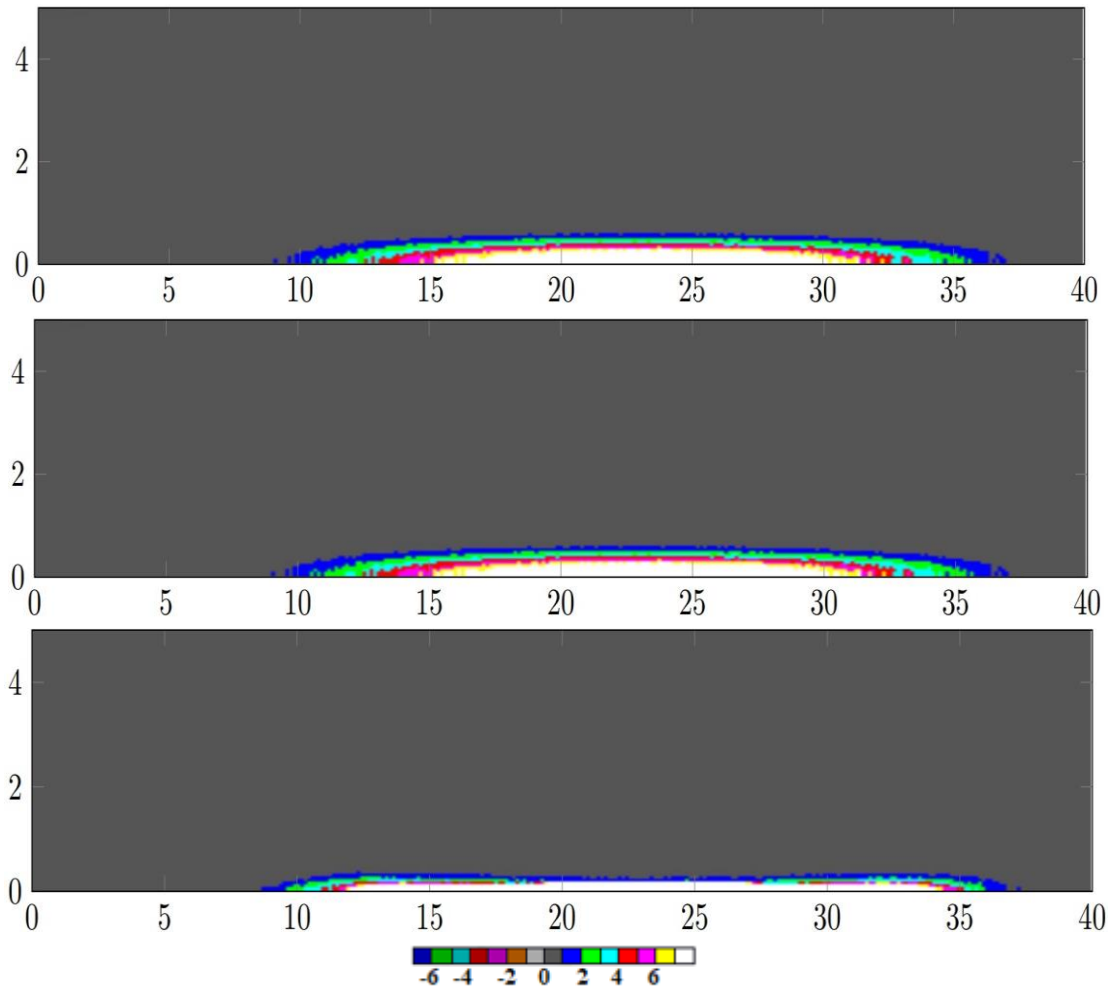


Рис. 3.10. Розподіл концентрацій частинок згустку  $n_b$  з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в моменти  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$ ,  $t = 10\omega_{pe}^{-1}$  та  $t = 20\omega_{pe}^{-1}$  (згори донизу)

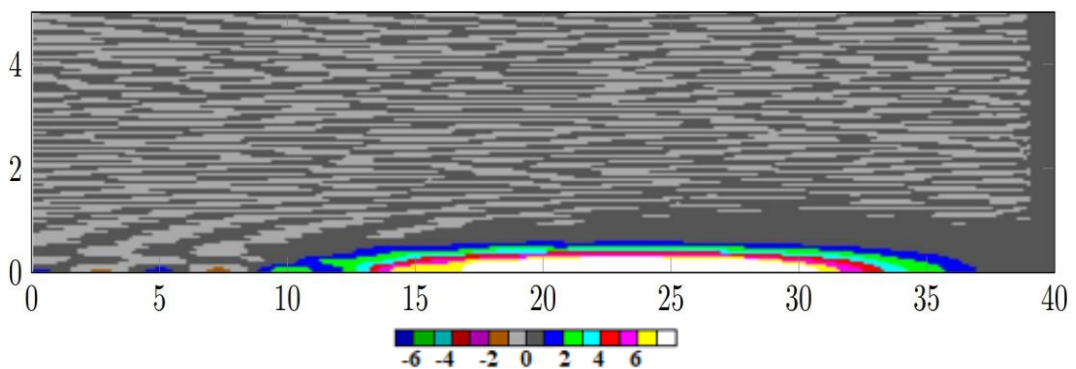


Рис. 3.11. Радіальний переріз розподілу концентрації електронів плазми з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

Отже, позитронний згусток з гаусовим розподілом густини під час руху в кільватерних полях поступово фокусується. При цьому обмін енергією між ним та плазмою майже не відбувається, хоча сам рух супроводжується накопиченням електронів плазми поблизу вісі симетрії. Виникаючі осциляції електронів позаду згустку більш локалізовані та слабше проявляють себе порівняно з пучками, що мають рівномірний розподіл густини. В цілому, отримані результати дуже схожі на характерні для аналогічного процесу фокусування гаусових електронних згустків [10].

### 3.4. Фокусування профільованого згустку

Наостанок розглянемо задачу проходження довгого електронного та позитронного згустків з деяким іншим профілем. Нехай, наприклад, густина частинок в пучку лінійно зростає від початку до кінця згустку з коротким прямокутним передвісником. Для початку, порівняємо створені поздовжні електричні поля  $E_z|_{r=0}(\xi)$  на вісі симетрії (див. Рис. 3.12).

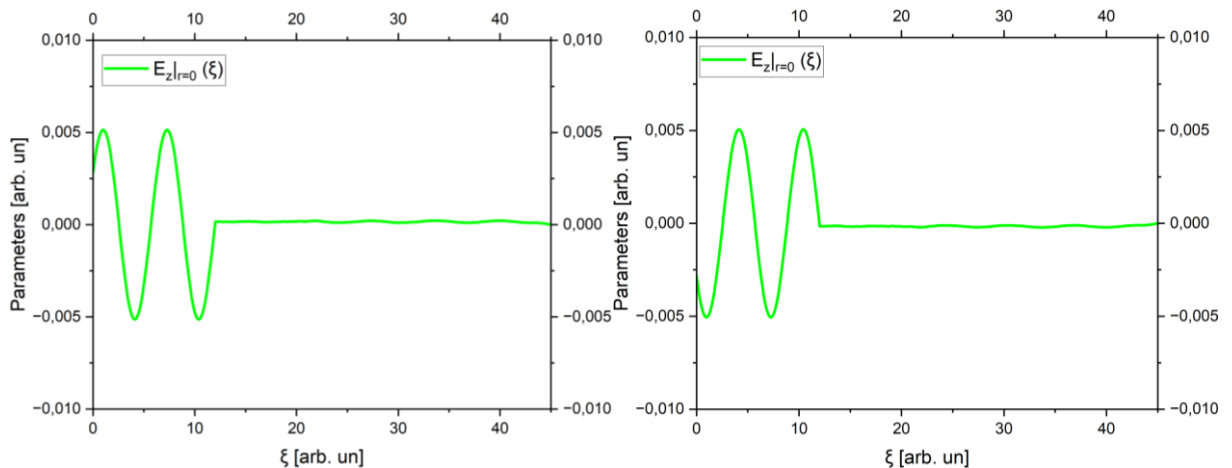


Рис. 3.12. Значення поздовжньої напруженості електричного поля всередині електронного (ліворуч) та позитронного (праворуч) пучка в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$

Очікувано, створене електричне поле спрямоване в протилежних напрямках. При цьому воно буде на багато порядків слабше всередині пучка, але досягатиме великих значень позаду нього, спричиняючи сильні електронні осциляції. Насправді, цей результат теж є очікуваним, оскільки

від подібний до запуску згустку з передвісником, але без рекуператора, який поглинав би надлишкову енергію. Замість нього, цю енергію отримують електрони плазми. Їх збурення також помітно на схемах розподілу концентрацій (див. Рис. 3.13).

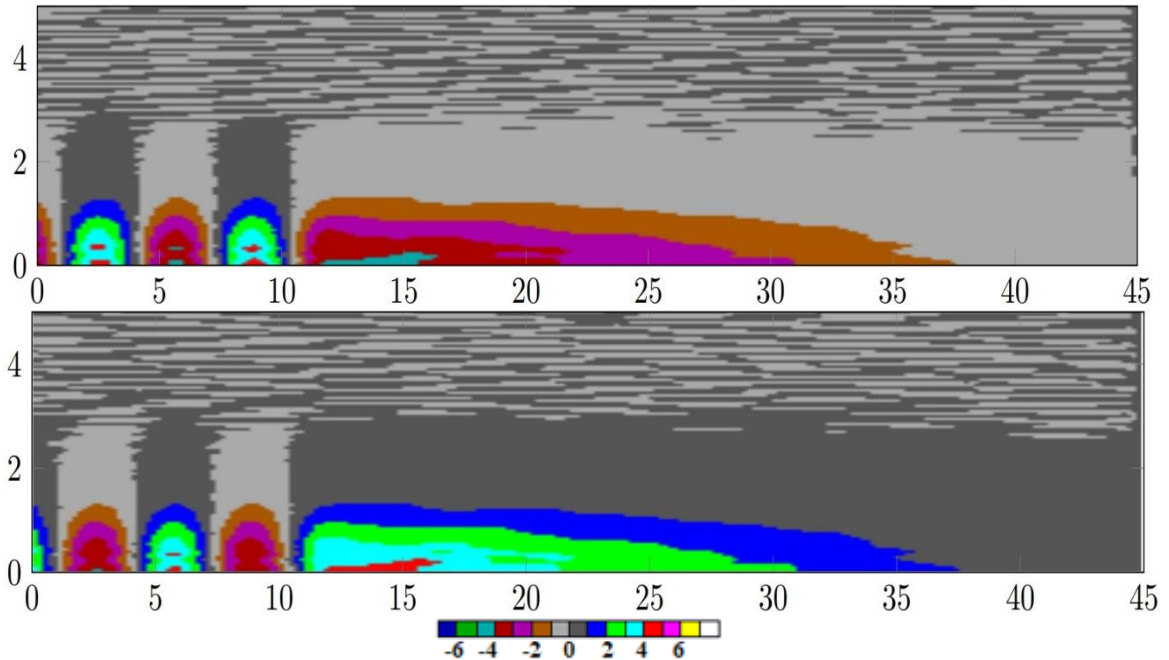


Рис. 3.13. Потужні електронні осциляції на схемах розподілу концентрації електронів плазми для випадку електронного (зверху) та позитронного (знизу) пучків в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$ . Кольоровий крок  $\Delta n = 0.01n_0$ .

Розглянемо тепер значення фокусувальної сили в залежності від поздовжньої координати  $\xi$  (див. Рис. 3.14).

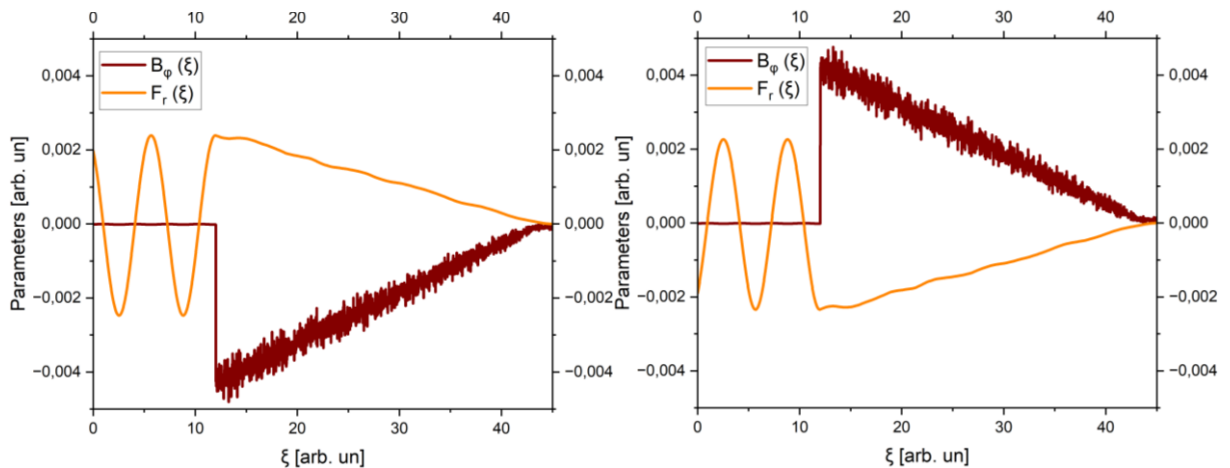


Рис. 3.14. Параметри поля в момент  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$  для профільованого електронного (ліворуч) та позитронного (праворуч) згустків

Найцікавішим результатом є те, що, як і у випадку гаусівського профілю, фокусуєча сила буде максимальна в шарах з максимальною густиною. Таким чином, має спостерігатись фокусування таких згустків (див. Рис. 3.15, 3.16). Зазначимо, що на останніх зображеннях цих рисунків показані випадки, коли задні частини згустків вже пройшли стадію максимального фокусу та почали помітно деформуватись.

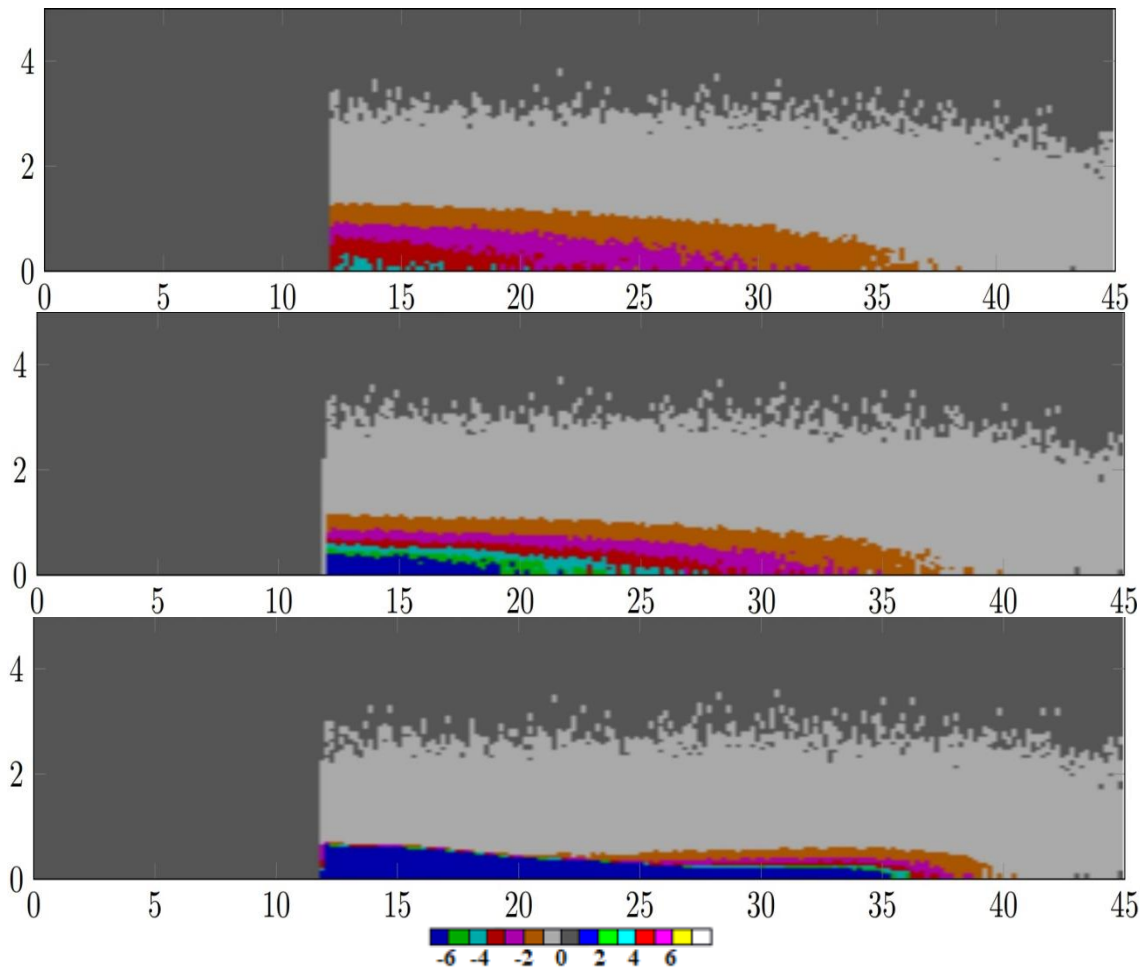


Рис. 3.15. Розподіл концентрацій частинок електронного згустку  $n_b$  з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в моменти часу  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$ ,  $t = 20\omega_{pe}^{-1}$  та  $t = 70\omega_{pe}^{-1}$  (згори донизу)

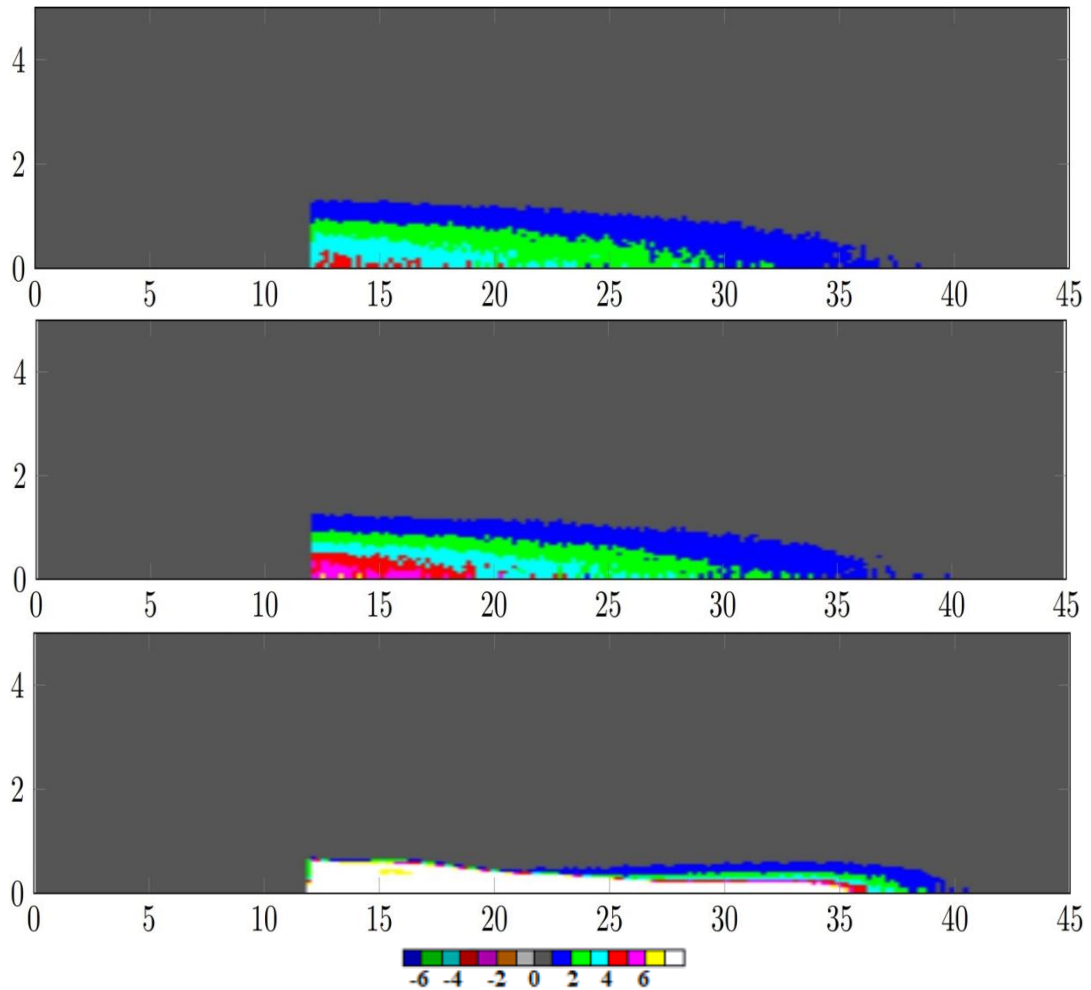


Рис. 3.15. Розподіл концентрацій частинок позитронного згустку  $n_b$  з кольоровим кроком  $\Delta n = 0.01n_0$  в моменти часу  $t = 3\omega_{pe}^{-1}$ ,  $t = 20\omega_{pe}^{-1}$  та  $t = 70\omega_{pe}^{-1}$  (згори донизу)

Підсумовуючи, можна зазначити, що умови фокусування та транспортування профільованого згустку слабо відрізняються в залежності від заряду частинок пучка. Отже, це дозволяє знехтувати в більшості випадків збільшенням загальної концентрації частинок поблизу вісі руху заряджених релятивістських згустків.

## ВИСНОВКИ

Дана робота присвячена вивченню особливостей процесу фокусування електронних та позитронних згустків з різними початковими формами в пасивній кільватерній лінзі.

У першому розділі було детально описано принципи дії основних видів прискорювачів, а також вказано на їх основний недолік – існування технічного порогу досяжних частинками енергій. В якості альтернативи пропонуються кільватерні прискорювачі. Хоча вони теж можуть мати певне подібне обмеження, воно на декілька порядків буде вищим за наявне у сучасних промислових прискорювачів заряджених частинок. Тож застосування та оптимізація кільватерних полів є необхідним напрямком подальших наукових досліджень. Крім того, в цьому розділі було розібрано сам механізм формування надпотужних прискорюючих полів в електронній рівноважній плазмі. Це дозволяє зрозуміти, які недоліки мають самі кільватерні прискорювачі. Пошук методів їх усунення стане в наступні роки однією з найважливіших технічних задач людства.

Другий розділ є своєрідним технічним описом застосованого для подальшого числового моделювання 2d3v коду LCODE. Ця частина містить пояснення про застосовані у ньому наближення, використані обчислювальні моделі опису плазмового середовища, можливі виникаючі похибки тощо. Було вказано усі нормувальні коефіцієнти, необхідні для позбавлення шуканих величин розмірності в ході розрахунків.

Останній та найбільший розділ цілком складається з представлення та аналізу результатів числового моделювання. Для початку, на прикладі транспортування однорідних електронних згустків було розглянуто основні стадії руху в кільватерних полях. Наступним кроком стало порівняння з процесом прольоту аналогічного позитронного згустку. Було помічено, що він буде швидше дефокусуватись. Цей ефект пояснюється тим, що рух позитивно зарядженого пучка в плазмі спричиняє скупчення вільних

електронів безпосередньо вздовж траєкторії руху згустку. А це збільшує вірогідність взаємодії. В останніх підрозділах було розібрано та порівняно процеси фокусування для електронного й позитронного релятивістських пучків з різним профілями. Як виявилось, їх протікання буде майже однаковим та відрізнятиметься лише загальним напрямом електричного поля.

Найвагомішим досягненням даної роботи стало підтвердження майже однакової ефективності процесів фокусування швидких заряджених згустків різних знаків.

**ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ**

1. Möller S. Accelerator Technology. 2020. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-030-62308-1>.
2. Nagai Y., Hatsukawa Y. Production of  $^{99}\text{Mo}$  for Nuclear Medicine by  $^{100}\text{Mo}(n,2n)^{99}\text{Mo}$ . Journal of the Physical Society of Japan. 2009. Vol. 78, no. 3. P. 033201. URL: <https://doi.org/10.1143/jpsj.78.033201>.
3. Synchrotron Radiation Science and Applications / ed. by A. Di Cicco, G. Giuli, A. Trapananti. Cham : Springer International Publishing, 2021. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-72005-6>.
4. Kutsaev S. V. Advanced Technologies for Applied Particle Accelerators and Examples of Their Use (Review). Technical Physics. 2021. Vol. 66, № 2. P. 161–195. URL: <https://doi.org/10.1134/s1063784221020158>.
5. Joshi C., Katsouleas T. Plasma Accelerators at the Energy Frontier and on Tabletops. Physics Today. 2003. Vol. 56, no. 6. P. 47–53. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1595054>.
6. Recovery time of a plasma-wakefield accelerator / R. D’Arcy et al. Nature. 2022. Vol. 603, no. 7899. P. 58–62. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04348-8>.
7. Onishchenko I. Progress in plasma wakefield acceleration driven by a short intense bunch of relativistic electrons. 2006. URL: [https://www.researchgate.net/publication/228930174\\_Progress\\_in\\_plasma\\_wakefield\\_acceleration\\_driven\\_by\\_a\\_short\\_intense\\_bunch\\_of\\_relativistic\\_electrons#pf4](https://www.researchgate.net/publication/228930174_Progress_in_plasma_wakefield_acceleration_driven_by_a_short_intense_bunch_of_relativistic_electrons#pf4).
8. Joshi C. Harnessing the power of the plasma wakefield. CERN COURIER. URL: <https://cerncourier.com/a/harnessing-the-power-of-the-plasma-wakefield/>

9. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide / A. J. Gonsalves та ін. Physical Review Letters. 2019. T. 122, № 8. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.122.084801>
10. Demonstration of passive plasma lensing of a laser wakefield accelerated electron bunch / S. Kuschel et al. Physical Review Accelerators and Beams. 2016. Vol. 19, no. 7. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevaccelbeams.19.071301>.