

Ю.М. ТОЛОЧКЕВИЧ, І.О. АНІСІМОВ, Т.Є. ЛІТОШЕНКО

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
(Просп. Академіка Глушкова, 4г, Київ 03022)

ДИНАМІКА ЗАРЯДЖЕНИХ ЗГУСТКІВ У ЗБУДЖЕНОМУ НИМИ В ПЛАЗМІ КІЛЬВАТЕРНОМУ ПОЛІ

УДК 539

Подано результати комп'ютерного моделювання динаміки заряджених згустків у кильватерному полі в однорідній та неоднорідній плазмі. Моделювання методом крупних частинок у комірках виконувалося для електронних та протонних згустків в електронно-протонній плазмі. Результати моделювання порівнюються з аналітичними розрахунками. Показано, що для іонних згустків зворотним впливом збуджених ними кильватерних полів можна знехтувати на відстанях у декілька десятків довжин кильватерних хвиль, тому механізм збудження таких полів пов'язаний лише з фронтами згустку. Для електронних згустків помітна деформація профілю густини заряду відбувається вже на відстані порядку довжини кильватерної хвилі. В цьому випадку за рахунок розбиття первісного згустку на мікрозгустки з'являються додаткові механізми збудження кильватерних полів: черенковський (для довгих згустків) та пов'язаний із фокусуванням мікрозгустків.

Ключові слова: заряджені згустки, кильватерне поле, плазма.

1. Вступ

Задача про збудження кильватерних полів електронними згустками і про зворотний вплив цих полів на динаміку згустків цікава, в першу чергу, з точки зору можливості створення компактних електронних прискорювачів на кильватерних хвилях. В літературі обговорюється можливість збудження кильватерних полів у плазмі (див., наприклад, [1, 2]) та в діелектрику [3, 4]. Інструментом збудження кильватерних полів можуть бути електронні та іонні згустки або послідовності таких згустків [5–10], а також короткі надпотужні лазерні імпульси [11]. Можливість побудови прискорювачів на кильватерних полях підтверджена експериментально (див., наприклад, [12]). Задача про збудження кильватерних полів цікава також зав-

дяки можливості діагностики неоднорідної плазми за перехідним випромінюванням заряджених частинок та згустків [13].

Ця робота присвячена дослідженню динаміки іонних та електронних згустків, зумовленої збудженням кильватерної хвилі в однорідній та неоднорідній плазмі без магнітного поля. Найбільш зручним методом розв'язання цієї задачі є комп'ютерне моделювання методом крупних частинок у комірках. Для моделювання взаємодії іонних та електронних згустків із плазмою використовувалися одновимірний електростатичний код та 2,5-вимірний електромагнітний код з аксіально-симетричною геометрією [14]. Параметри моделювання вибирались відповідно до типових лабораторних експериментів [15, 16], причому густина згустків була значно меншою від густини фонові плазми. Подано також результати аналітичних розрахунків.

© Ю.М. ТОЛОЧКЕВИЧ, І.О. АНІСІМОВ,
Т.Є. ЛІТОШЕНКО, 2015

2. Одновимірне моделювання динаміки електронних згустків із початково прямокутним та трикутним профілями концентрації в однорідній плазмі

Одновимірна модель відповідає найпростішій можливій геометрії задачі про динаміку заряджених згустків у збуджених ними кільватерних полях. Аналітичний розрахунок для зарядженого згустку з прямокутним профілем густини в наближенні заданого струму було виконано в роботі [17]. У цьому наближенні кільватерне поле збуджується лише переднім та заднім фронтами згустку.

Моделювання було виконано для електронних згустків із початково прямокутним [18] та трикутним [19] профілями густини заряду. Результати моделювання для прямокутного профілю подані на рис. 1. Електрони згустку спершу рухаються в кільватерному полі, збудженому переднім фронтом згустку. Якщо довжина згустку значно перевищує довжину кільватерної хвилі, то в результаті формується послідовність мікрозгустків. Цей ефект уперше спостерігався в моделюванні [20] (див. також [21]). Ця послідовність, у свою чергу, збуджує кільватерну хвилю за механізмом черенковського резонансу. Іншими словами, в такій системі розвивається плазмово-пучкова нестійкість від рівня кільватерної хвилі, збудженої переднім фронтом згустку. Пізніше спостерігається розпад згустків, зумовлений неоднаковою швидкістю електронів, які їх формують.

На рис. 2 продемонстровано просторово-часову еволюцію згустку з первісно трикутним профілем густини, у якого передній фронт розтягнутий, а задній – стрибкоподібний. У цьому випадку кільватерне поле, збуджене переднім фронтом, виявляється значно меншим, ніж для згустку з прямокутним профілем із такими самими параметрами [22]. У результаті деформація згустку, зумовлена кільватерним полем, помітно сповільнюється.

Збурення профілю густини згустку можна кількісно охарактеризувати показником деформації:

$$\sigma = \frac{\int_{-\infty}^0 n^2(x) dx + \int_0^L [n_0(x) - n(x)]^2 dx + \int_L^{+\infty} n^2(x) dx}{\int_0^L n_0^2(x) dx}, \quad (1)$$

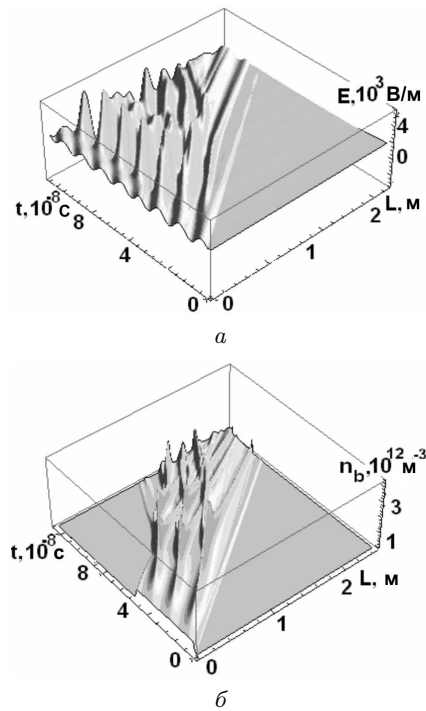


Рис. 1. Просторово-часові розподіли кільватерного поля (а) та густини згустку (б) для первісно прямокутного профілю густини згустку (одновимірна модель): $v_b = 3 \cdot 10^9$ см/с, $\tau_b = 3T_{Langm} = 3,3 \cdot 10^{-8}$ с, $n_b = 1,1 \cdot 10^6$ см $^{-3}$, $n_p = 10^8$ см $^{-3}$, $T_e = 2 \cdot 10^5$ К

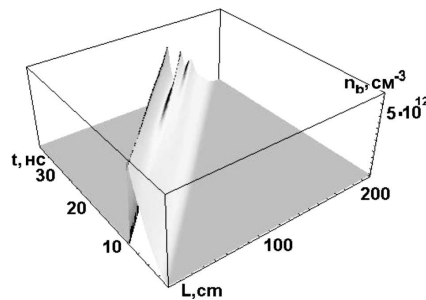


Рис. 2. Просторово-часовий розподіл густини згустку з первісно трикутним профілем густини (одновимірна модель). Параметри моделювання ті самі, що і на рис. 1

де $n_0(x)$ та L – початковий розподіл густини та довжина згустку, $n(x)$ – поточний розподіл густини згустку. Просторові залежності показника деформації для згустків з початково прямокутним (крива 1) та трикутним (крива 2) профілями концентрації подано на рис. 3. Відзначимо, що макси-

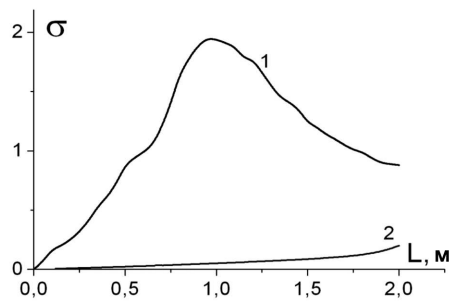


Рис. 3. Просторова залежність показника деформації для згустків з первісно прямокутним (1) та трикутним (2) профілями (одновимірна модель)

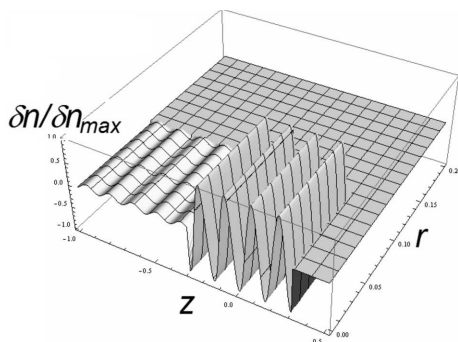


Рис. 4. Збурення густини однорідної плазми циліндричним зарядженим згустком (аналітичний розв'язок у потенціальному наближенні для моделі холодної плазми)

мум кривої 1 відповідає найбільшому групуванню мікрозгустків, на які розбився первинний згусток.

3. Динаміка циліндричних заряджених згустків в однорідній плазмі

3.1. Результати аналітичного розрахунку

Аналітичний розрахунок було виконано для моделі холодної плазми в потенціальному наближенні та в припущенні заданого струму згустку [23], іншими словами, вплив кільватерного поля на рух згустку не враховувався. Форма згустку вважалася циліндричною, швидкість спрямована вздовж його осі, густина n_{b0} однорідна:

$$n_b(r, \xi) = \begin{cases} 0, & |\xi| > L/2; \\ n_b(r), & |\xi| \leq L/2, \end{cases}$$

$$n_b(r) = \begin{cases} 0, & r > a; \\ n_{b0}, & r \leq a, \end{cases} \quad \xi = z - V_0 t, \quad (2)$$

де r, z – циліндричні координати, a та V_0 – радіус та швидкість згустку. У цьому випадку збурення

δn густини фонової плазми, зумовлене кільватерною хвилею, дається формулою

$$\delta n(r, \xi) = -\frac{n_b(r)}{2\pi} \exp\left(\frac{\nu \xi}{2V_0}\right) \times$$

$$\times \left\{ \exp\left(\frac{\nu L}{4V_0}\right) \cos\left[\frac{\omega_p}{V_0}(\xi + L/2) + \varphi\right] \theta\left(-\xi - \frac{L}{2}\right) - \right.$$

$$\left. - \exp\left(-\frac{\nu L}{4V_0}\right) \cos\left[\frac{\omega_p(r)}{V_0}(\xi - L/2) + \varphi\right] \times \right.$$

$$\left. \times \theta\left(-\xi + \frac{L}{2}\right) \right\}, \quad \varphi = \arctg \frac{\nu}{2\omega_p}, \quad (3)$$

де ω_p – ленгмюрівська частота фонової плазми, ν – частота зіткнень електронів із важкими частинками (рис. 4). Для моделі холодної плазми в потенціальному наближенні кільватерне поле збуджується лише в тій області фонової плазми, через яку пролетів електронний згусток, оскільки в цій моделі рівняння, що описує коливання плазми, не містить похідних за координатами. Кільватерні поля, збуджені переднім і заднім фронтами пучка, інтерферують в області за заднім фронтом ($\xi < -L/2$). На рис. 4 ці поля майже протифазні.

3.2. Результати моделювання

Моделювання руху протонного згустку в однорідній плазмі виконувалося за допомогою 2,5-вимірного коду на основі методу крупних частинок. Результати моделювання (рис. 5) якісно узгоджуються з аналітичним розрахунком у наближенні заданого струму згустку, оскільки протягом руху згустку розподіл заряду в ньому помітно не змінюється.

Врахування ненульової температури плазми та вихід за межі потенціального наближення приводять до того, що кільватерне поле з'являється за межами області, через яку безпосередньо проходить заряджений згусток. З'являються також радіальні компоненти електричного поля та швидкості електронів плазми, відсутні в потенціальному наближенні.

Головна відмінність результатів моделювання для електронного згустку порівняно з іонним – це суттєвий перерозподіл густини електронного згустку під дією первісного кільватерного поля, збудженого його різким переднім фронтом [20, 23].

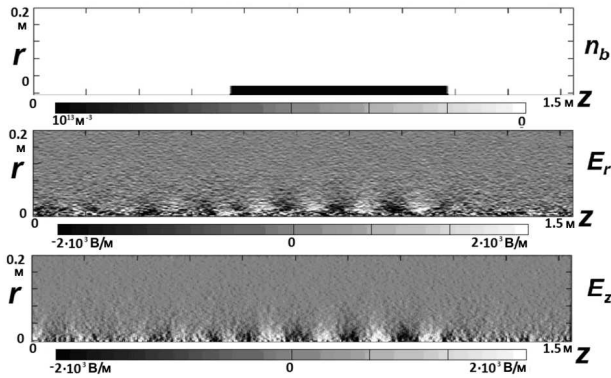


Рис. 5. Просторові розподіли n_b , E_r та E_z для циліндричного іонного згустку в однорідній плазмі: $n_p = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $v_b = 3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, $\tau_b = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с} = 4T_{\text{Langm}}$, $T_e = 1 \text{ еВ}$, $T_i = 0,1 \text{ еВ}$

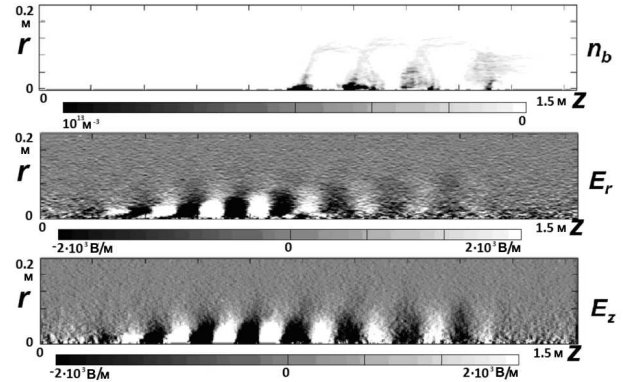


Рис. 6. Просторові розподіли n_b , E_r та E_z для циліндричного електронного згустку в однорідній плазмі. Параметри моделювання такі самі, як і на рис. 5

2,5-вимірне моделювання демонструє як аксіальне, так і радіальне фокусування й дефокусування електронного згустку (рис. 6). Розташування області найбільш інтенсивного кільватерного поля вздовж першої половини траєкторії згустку залишається майже незмінним завдяки малій груповій швидкості кільватерних хвиль (рис. 7).

Максимальна амплітуда кільватерної хвилі зростає на порядок порівняно з її початковою величиною, зумовленою переднім фронтом згустку (рис. 8). Цей ефект можна пояснити черенковським механізмом збудження кільватерної хвилі (пор. з п. 2), що розвивається самоузгоджено з динамікою мікрозгустків. З іншого боку, цей результат можна інтерпретувати як розвиток плазмово-пучкової нестійкості (для довгих згустків).

4. Динаміка циліндричних заряджених згустків у поздовжньо неоднорідній плазмі

4.1. Результати аналітичного розрахунку

У цьому пункті ми обговорюємо збудження кільватерних полів та динаміку заряджених згустків у поздовжньо неоднорідній плазмі з лінійним профілем густини [24]:

$$n(z) = n_0 (1 + z/D),$$

де D – характерний розмір неоднорідності.

Аналітичний розрахунок, як і раніше, виконувався в потенціальному наближенні для моделі холодної плазми в припущенні заданого струму

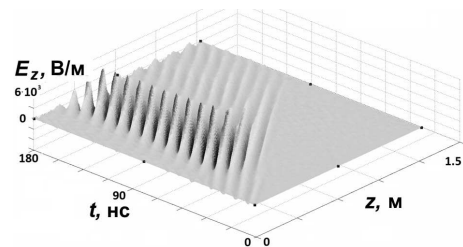


Рис. 7. Просторово-часовий розподіл поздовжнього електричного поля, збуджуваного циліндричним електронним пучком в однорідній плазмі, біля осі системи. Параметри моделювання такі самі, як і на рис. 5

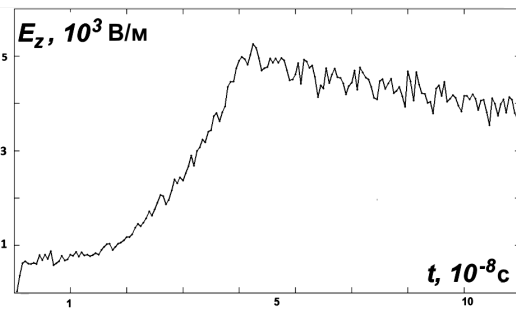


Рис. 8. Залежність максимальної амплітуди кільватерної хвилі, збуджуваної циліндричним електронним пучком в однорідній плазмі, від часу. Параметри моделювання такі самі, як і на рис. 5

зарядженого згустку. Просторові розподіли збудження густини плазми для різних моментів часу довгим (у масштабі довжини збуджуваних хвиль) згустком, побудовані за результатами аналітичного розрахунку, подані на рис. 9.

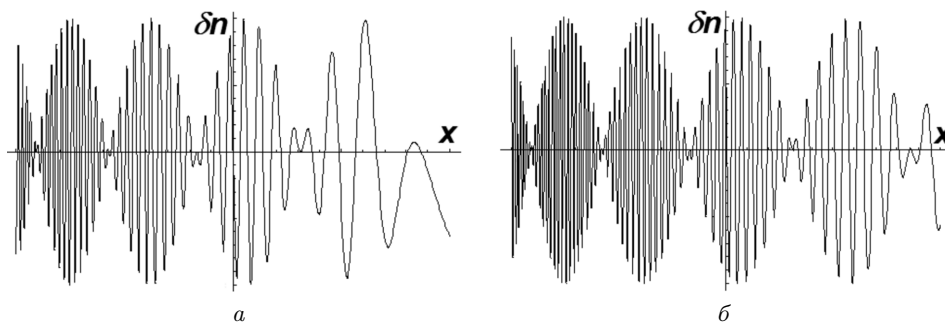


Рис. 9. Просторові розподіли збурення густини плазми, спричиненого довгим циліндричним зарядженим згустком у поздовжньо неоднорідній плазмі для $\omega_{p0}t = 60$ (а), 80 (б). Аналітичний розрахунок у потенціальному наближенні для моделі холодної плазми і заданого струму згустку

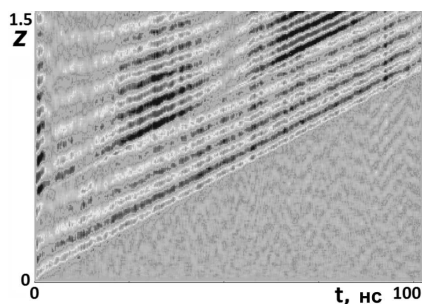


Рис. 10. Просторово-часовий розподіл поздовжнього електричного поля біля осі системи (циліндричний іонний згусток у неоднорідній плазмі)

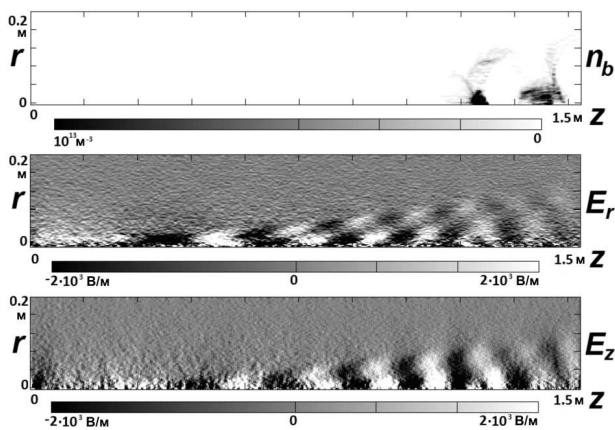


Рис. 11. Просторові розподіли n_b , E_r та E_z для циліндричного електронного згустку в поздовжньо неоднорідній плазмі

Для моделі холодної плазми в потенціальному наближенні коливання в сусідніх точках плазми відбуваються незалежно. Тому в неоднорідній плазмі зсув фази між коливаннями в сусідніх точках,

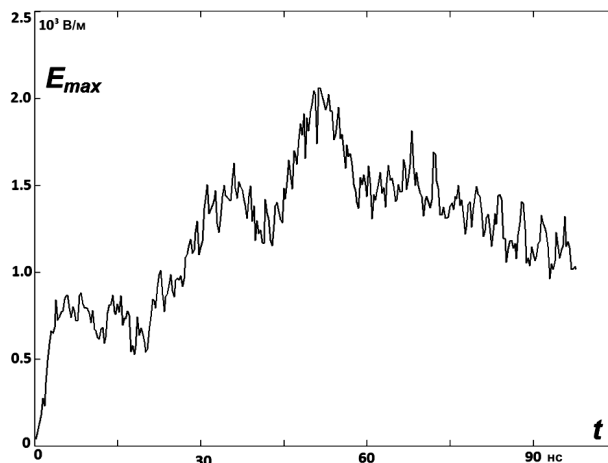


Рис. 12. Залежність максимальної амплітуди кільватерної хвилі, збуджуваної циліндричним електронним згустком у поздовжньо неоднорідній плазмі, від часу

які відбуваються з відмінними частотами, монотонно зростає (рис. 9). Звичайно, цей ефект не можна спостерігати експериментально.

З іншого боку, неоднорідність фонові плазми вздовж траєкторії згустку приводить до монотонної зміни різниці фаз між кільватерними хвилями, збудженими переднім та заднім фронтами згустку. У результаті спостерігаються просторові биття кільватерного поля (рис. 9).

4.2. Результати моделювання

При числовому моделюванні густина плазми вздовж траєкторії зарядженого згустку змінювалася від $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ до $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Інші параметри були такими самими, як у попередньому розділі.

Результати моделювання для протонного згустку показують, що й у неоднорідній плазмі наближення заданого струму для такого згустку добре виконується (пор. з п.3.2). На рис. 10 видно просторові биття кільватерного поля, передбачені аналітичним розрахунком (пор. із рис. 8).

Результати моделювання для довгого електронного згустку показують, що кількість мікрозгустків, на які він розпадається, визначається довжиною кільватерних хвиль на початковій ділянці траєкторії.

У поздовжньо неоднорідній плазмі періодичність кільватерного поля поблизу осі системи та на периферії може відрізнитися (рис. 11). Ця відмінність пов'язана з різною поведінкою першого та наступних мікрозгустків. Перший мікрозгусток краще фокусується в поздовжньому напрямку, а наступні – в радіальному. У результаті кільватерне поле на периферії збуджується переважно першим мікрозгустком, а біля осі системи – наступними мікрозгустками [24].

На рис. 12 показано, що максимальна амплітуда електричного поля в поздовжньо неоднорідній плазмі також зростає порівняно з величиною, зумовленою переднім фронтом згустку, але її максимальне значення виявляється помітно меншим, ніж в однорідній плазмі (див. рис. 8). Тепер умова черенковського резонансу не виконується, тому зростання амплітуди можна пов'язати з фокусуванням мікрозгустків. Таким чином, можна думати, що енергія, яка відбирається від згустку на збудження кільватерних полів у неоднорідній плазмі, менша, ніж в однорідній плазмі.

5. Вплив динаміки заряджених згустків на можливість їх використання для діагностики неоднорідної плазми

При розрахунках можливості реконструкції профілю концентрації неоднорідної плазми за перехідним випромінюванням модульованих пучків та згустків заряджених частинок використовувалося наближення заданого струму (див., наприклад, [13]), тобто динаміка цих частинок під дією збуджених кільватерних полів не бралася до уваги. На основі наведених вище результатів розрахунків та моделювання можна висловити певні міркування щодо впливу такої динаміки на можливу діагностику.

Найбільш загальний висновок полягає в тому, що деформація заряджених згустків під дією кільватерних полів обмежує відстань від інжектора, на якій можна реалізувати діагностику неоднорідної плазми за перехідним випромінюванням. Для довгих (у масштабі довжини кільватерної хвилі) електронних згустків з первісно прямокутним аксіальним профілем концентрації така відстань сумірна з їхньою довжиною, тому використовувати їх для діагностики не можна. Збільшити вказану відстань можна для коротких (значно менших за довжину кільватерної хвилі) згустків, а також для згустків із розмитим переднім та різким заднім фронтами. Зростання цієї відстані можна забезпечити також для ультрарелятивістських електронних згустків. Нарешті, можна скористатися іонними згустками.

6. Висновки

1. У плазмі для іонних згустків з густинами, значно меншими від плазмової, на відстанях порядку кількох десятків довжин кільватерних хвиль добре виконується наближення заданого струму.

2. Динаміка одиночного електронного згустку на таких довжинах зумовлена кільватерними полями, збудженими цим згустком. Для такого згустку наближення заданого струму порушується на відстані порядку довжини кільватерної хвилі.

3. Первісно кільватерне поле збуджується переднім фронтом зарядженого згустку. Для довгих електронних згустків в однорідній плазмі це поле спричиняє до формування послідовності мікрозгустків і подальшого зростання кільватерного поля, зумовленого черенковським резонансом. Цей ефект можна також інтерпретувати як розвиток плазмово-пучкової нестійкості.

4. Додатковий механізм зростання кільватерної хвилі зумовлений фокусуванням мікрозгустків і відповідним зростанням їхньої густини заряду. На відміну від черенковського резонансу, цей механізм реалізується і в неоднорідній плазмі.

1. P. Chen, J.M. Dawson, R.W. Huff, and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 693 (1985).
2. M.J. Hogan, T.O. Raubenheimer, A.Seryi, P. Muggli, T. Katsouleas, C. Huang, W. Lu, W. An, K.A. Marsh, W.B. Mori, C.E. Clayton and C. Joshi, *New J. Phys.* **12**, 055030 (2010).

3. A. Tremaine, J. Rosenzweig, and P. Schoessow, *Phys. Rev. E* **56**, 7204 (1997).
4. V.I. Maslov and I.N. Onishchenko. *Probl. At. Sci. Technol. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods* **4**, 69 (2013).
5. A. Bazzania, M. Giovannozzic, P. Londrillo, S. Sinigardia, and G. Turchetta, *C. R. Mecanique* **342**, 647 (2014).
6. A. Caldwell, K.V. Lotov, *Phys. Plasmas* **18**, 103101 (2011).
7. K.V. Lotov. *Phys. Plasmas* **20**, 083119 (2013).
8. L. Yi, B. Shen, K. Lotov, L. Ji, X. Zhang, W. Wang, X. Zhao, Y. Yu, J. Xu, X. Wang, Y. Shi, L. Zhang, T. Xu, and Zh. Xu, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **16**, 071301 (2013).
9. K.V. Lotov, V.I. Maslov, I.N. Onishchenko, and I.P. Yarovaya, *Probl. At. Sci. Technol. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods* **4**, 73 (2013).
10. J. Vieira, Y. Fang, W.B. Mori, L.O. Silva, P. Muggli, *Phys. Plasmas* **19**, 063105 (2012).
11. T. Tajima, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
12. I. Blumenfeld, C.E. Clayton, F.J. Decker, M.J. Hogan, C. Huang *et al.*, *Nature* **445**, 741 (2007).
13. І.О. Анісімов and К.І. Любич, *J. Plasma Phys.* **66**, 157 (2001).
14. Ю.М. Толочкевич, Т.Є. Литошенко, and І.О. Анісімов, *Probl. of Atomic Sci. and Techn. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods* **4**, 47 (2010).
15. А.К. Березин, Г.П. Березина, Н.С. Ерохин, С.С. Моисев, Я.Б. Файнберг, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 149 (1971).
16. M. Starodubtsev, C. Krafft, P. Thevenet, and A. Kostrov, *Phys. Plasmas* **6**, 1427 (1999).
17. І.О. Анісімов, К.І. Любич, *Журнал фізичних досліджень* **4**, 61 (2000).
18. І.О. Anisimov and Yu.M. Tolochkevich, *Ukr. J. Phys.* **54**, 454 (2009).
19. І.О. Anisimov, P.V. Parashchenko, and Yu.M. Tolochkevich, *Ukr. J. Phys.* **55**, 885 (2010).
20. V.A. Balakirev, V.I. Karas', I.V. Karas', *Физика плазмы* **28**, 144 (2002).
21. R. Fedele, D. Jovanović, F. Tanjia, and S. DeNicola, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **740**, 180 (2014).
22. T. Katsouleas, *Phys. Rev. A* **3**, 2056 (1986).
23. І.О. Anisimov, Т.Є. Litoshenko, and Yu.M. Tolochkevich, *Probl. of Atomic Sci. and Techn. Series: Plasma Physics* **6**, 126 (2010).
24. Yu.M. Tolochkevich, Т.Є. Litoshenko, and І.О. Anisimov, *Probl. of Atomic Sci. and Techn. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods* **4**, 34(2013).

Одержано 23.10.14

Ю.М. Толочкевич, І.А. Анисимов, Т.Е. Литошенко

ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ СГУСТКОВ В ВОЗБУЖДЁННЫХ ИМИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЯХ В ПЛАЗМЕ

Резюме

Представлены результаты компьютерного моделирования динамики заряженных сгустков в кильватерном поле в однородной и неоднородной плазме. Моделирование методом крупных частиц в ячейках выполнялось для электронных и протонных сгустков в электронно-протонной плазме. Результаты моделирования сравниваются с аналитическими расчетами. Показано, что для ионных сгустков обратным влиянием возбужденных ими кильватерных полей можно пренебречь на расстояниях в несколько десятков длин кильватерных волн, поэтому механизм возбуждения таких полей связан только с фронтами сгустка. Для электронных сгустков заметная деформация профиля плотности заряда происходит уже на расстоянии порядка длины кильватерной волны. В этом случае за счет распада первоначального сгустка на микросгустки появляются дополнительные механизмы возбуждения кильватерных полей: черенковский (для длинных сгустков) и связанный с фокусировкой микросгустков.

Yu.M. Tolochkevich, I.O. Anisimov, T.E. Litoshenko

DYNAMICS OF CHARGED BUNCHES IN THE WAKEFIELD EXCITED BY THEM IN PLASMA

Summary

The results of computer simulation concerning the dynamics of charged bunches in the wakefield created by them in homogeneous and inhomogeneous plasmas are reported. The proton and electron bunches in an electron-proton plasma are simulated, by using the particle-in-cell method. The simulation results are compared with those of analytical calculations. It is shown that the inverse influence of excited wakefields on ion bunches can be neglected at a distance of several tens of wakefield wavelengths, and such fields are excited only by the bunch edges. For the electron bunches, the charge density profile becomes considerably distorted at distances of about the wakefield wavelength. In this case, some additional mechanisms of wakefield excitation emerge owing to the decay of the initial bunch into microbunches: associated with the Cherenkov resonance (for long bunches) and with the microbunch focusing.