

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-02>

УДК 537.86

О.В. ЖИЛА, к. ф.-м. наук

e-mail: olha.kuryzheva@nure.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-6888-8953>

Н.П. СТОГНІЙ, к. ф.-м. наук, доцент

e-mail: nadiia.stohnii@nure.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6470-0717>

Харківський національний університет радіоелектроніки,
просп. Науки, 14, м. Харків, 61166, Україна

ОБЧИСЛЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ НА РУХОМІЙ МЕЖІ СЕРЕДОВИЩА, ОПРОМІНЕНОГО ІМПУЛЬСОМ ЕЙРІ

Актуальність. Нові ефекти поширення електромагнітного імпульсу Ейрі, отримані у результаті його взаємодії з рухомою межею, можуть активно застосовуватись при проходженні імпульсів через різні прилади та обладнання, такі як лінзи, дзеркала тощо. Результати такої взаємодії надзвичайно важливі в задачах нанооптики та нанофотоніки, у біохімії для сортування мікрочастинок ті відбору клітин у якості оптичного пінцета.

Мета роботи – дослідження та аналіз особливостей перетворення імпульсу Ейрі у результаті його взаємодії з межею, що рухається йому назустріч.

Матеріали та методи. Для дослідження, аналізу та імітаційного моделювання імпульсу Ейрі у нестационарних електромагнітних середовищах використовується метод інтегральних рівнянь Вольтерра другого роду. Перевага використання даного методу полягає в тому, що рішенням інтегральних рівнянь Вольтерра є аналітичні розв'язки, які отримані шляхом строгих математичних викладок. Окрім цього, метод інтегральних рівнянь Вольтерра універсальний відносно вільного члена рівняння, що дозволяє у якості первинного поля обирати будь-яке електромагнітне поле, у тому числі, і електромагнітний імпульс Ейрі. Розв'язання базового інтегрально рівняння у роботі проводиться методом резольвенти, що дозволяє отримати аналітичний вираз для поля імпульсу, що пройшов через межу. Перевага застосування резольвенти до розв'язку інтегрального рівняння полягає в тому, що даний метод дозволяє розглядати електромагнітні поля з довільною залежністю від часу.

Результати. Проведено дослідження впливу рухомої межі розділення двох діелектричних середовищ на несиметричний електромагнітний імпульс Ейрі. Отримано точні математичні вирази для поля імпульсу Ейрі, які описують його просторово-часову структуру після взаємодії з рухомою межею. Результати отриманих аналітичних виразів супроводжуються числовим імітаційним моделюванням вторинних імпульсів та їх аналізом.

Висновки. Досліджено складний випадок поширення електромагнітного імпульсу, а саме його взаємодію з нестационарною межею, що рухається, починаючи з нульового моменту часу. Встановлено, що у результаті зустрічного руху межі та імпульсу формуються вторинні імпульси в різних областях простору, які змінюють напрямок руху, швидкість та частоту модуляцій. За результатами імітаційного моделювання видно, що після взаємодії імпульсу Ейрі з межею, що рухається, підвищується частота та амплітуда вторинного поля, а розсіяне відбите від межі поле має зменшену енергію та різницеву частоту коливань у часі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні хвилі, імпульс Ейрі, інтегральне рівняння, резольвента, рухома межа.

Як цитувати: Жила ОВ, Стогній НП. Обчислення електромагнітних полів на рухомій межі середовища, опроміненого імпульсом Ейрі. Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024; 40: 18-28. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-02>

In cites: Zhyla OV, Stognii NP. Electromagnetic fields calculation on the moving boundary of the medium irradiated by Airy pulse. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2024; 40. 18-28. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-02>

ВСТУП

Дослідження взаємодії електромагнітних полів з неоднорідними нестационарними середовищами має фундаментальне значення і являється базовим процесом у багатьох прикладних задачах електродинаміки. Це сприяє розвитку лазерних технологій, оптоволоконної техніки, фотоніки, а також формуванню широкого спектра їх застосувань в екології та медицині.

Вивчення нестационарних електромагнітних явищ диктується новими сучасними проблемами комунікації. Зокрема, активне використання оптичних мереж у гідроакустичних системах зв'язку, у пристроях для керування мікрочастинками – лазерних та оптичних пінцетах, квантових та оптичних комп'ютерах – стало потужним поштовхом для подальшого вивчення їх властивостей та нових застосувань. А після фізичної реалізації лазерних світлових пучків Ейрі розпочався наступний етап вивчення цих принципово нових та незвичних пучків, що розповсюджуються у просторі по параболічній траєкторії, зберігаючи при цьому свою форму.

Зацікавленість до вивчення взаємодії електромагнітних полів з неоднорідними нестационарними середовищами зумовлена низкою важливих фізичних явищ. На сучасному етапі сплеск зацікавленості диктується розвитком новітніх інформаційних та телекомунікаційних технологій і пристроїв, де використовуються надкороткі імпульсні сигнали для передачі та отримання інформації, розвитком методів дистанційного зондування середовищ, оптичного мікроконтролю та ін. Паралельно нанотехнологіям сьогодні активно розвивається лазерна оптика та генерація надкоротких імпульсів тривалістю в кілька фемтосекунд. Вражаючи успіхи досягнуто у застосуванні фемтосекундних лазерів у метрології. В 2014 р. на базі Національного наукового центру Харківського фізико-технічного інституту створено фемтосекундний лазер, який генерує імпульси тривалістю 17,3 фс на довжині хвилі 800 нм [1]. Головною особливістю роботи цього лазера у режимі самосинхронізації є отримання стабільної «гребінки» еквідистантних поздовжніх мод.

Характеристики фемтосекундних лазерів визначають широкий спектр їх застосування у різних галузях науки й техніки. Це зумовлює важливість питань про зміну форми і параметрів таких імпульсів у неоднорідних нестационарних середовищах. Окрім добре вивчених класичних імпульсів Гауса, актуальними стають дослідження більш складних імпульсів. Одним із таких імпульсів є електромагнітний імпульс Ейрі, який має складну структуру та демонструє унікальні властивості самоприскорення, самовідновлення та недиспергуюче поширення [2-3]. Властивості та застосування імпульсу Ейрі активно вивчаються вже багато років поспіль. Більшість досліджень особливостей поширення цього імпульсу проводилось із застосуванням чисельних методів, зокрема, різницевої схеми з умовами Куранта-Фрідрікса-Леві [4]. Дослідження особливостей поширення імпульсу Ейрі чисельним методом Фур'є з розділеним кроком у роботі [5] мало велике значення для вибору початкових умов вхідного імпульсу та оптимізації супер континууму. Продовжуються наукові дослідження солітонів від імпульсів Ейрі. Так, в роботі [6] чисельно продемонстровано поширення імпульсу Ейрі у нелінійному дисперсному середовищі з подальшим виділенням солітону від імпульсу Ейрі, динамікою якого можна керувати зовнішнім потенціалом. Отримано нові результати у теорії імпульсних плазмонів Ейрі. У роботі [7] і розглядаються багатопотонні вимірювання імпульсних плазмонів Ейрі, створених голографічною решіткою. Динаміку поширення просторово-часових імпульсів Ейрі, що мають поперечне прискорення тільки в локальному часовому діапазоні імпульсу, як показано в роботі [8].

Нещодавно було продемонстровано розрізання скляних листів товщиною 12 мм за допомогою оптимізованого променя Бесселя-Гауса. Проте, застосування такого променя не завжди є зручним, адже кінцева заготовка часто має округлу форму, і тому доцільно використовувати прискорений промінь для вирізання.

Серед найактуальніших досліджень у цьому напрямку є доцільність застосування імпульсів Ейрі для різання об'єктів, що мають випуклу форму [9].

У роботі [10] досліджуються акустичні пучки Ейрі, які використовуються для ультразвукового зображення. Результати наукових досліджень демонструють доцільність і переваги ультразвукової візуалізації на основі пучків Ейрі та забезпечують важливу основу для розробки методів візуалізації з використанням недифракційних акустичних променів.

Також актуальними є дослідження вихрових пучків Ейрі з фазованим синхронізуванням. За допомогою моделювання багатофазного екрана показано, що ефективність захисту від перешкод масиву променів Ейрі значно покращена.

Хоча структура імпульсу Ейрі та його різноманітні застосування досить добре висвітлені у сучасній науковій літературі, все ж більшість результатів аналізу його структури обмежується однорідними середовищами та результатами числових досліджень. Проте, особливий інтерес викликають застосування імпульсу Ейрі у неоднорідних, до того ж ще й нестационарних середовищах. Тому дослідження точної просторово-часової структури імпульсу Ейрі у таких середовищах є важливим і актуальним питанням, яке являє собою складну математичну задачу, що потребує розв'язання.

Метою даної роботи є дослідження особливостей взаємодії імпульсу Ейрі з плоскою межею розділення середовищ, яка рухається йому назустріч.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Цікаві особливості перетворення електромагнітних хвиль виникають при нестационарному переміщенні межі розділення середовищ, коли характер взаємодії електромагнітної хвилі із такою межею прямо залежить від співвідношення між їх швидкостями. Також цікаві особливості проявляються у випадку плавного нестационарного руху межі, коли її швидкість поступово досягає величини фазової швидкості хвилі.

Розглянемо задачу про перетворення імпульсу Ейрі межею, яка починає рухатись у певний момент часу. При цьому значення швидкості різко змінюється від нульових значень до значення u .

МЕТОД РОЗВ'ЯЗАННЯ ПОСТАВЛЕНОЇ ЗАДАЧІ

Поширення електромагнітних хвиль у неоднорідному нестационарному середовищі можна описати методом інтегральних рівнянь Вольтерра [12]. Універсальність цього методу відносно вільного члена інтегрального рівняння дозволяє використовувати у якості первинного поля імпульс Ейрі, і, таким чином, успішно розв'язувати задачі про перетворення цього імпульсу у неоднорідному нестационарному середовищі. В загальному випадку, коли середовище в області $x > 0$ може змінюватись у часі, електричне поле $E(t, x)$ зручно описувати інтегральним рівнянням (1):

$$E(t, x) = E_0(t, x) - \frac{v_1^2 - v^2}{2v_1v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty dt' \int_{-\infty}^\infty dx' \theta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v}\right) E(t', x'), \quad (1)$$

де вільний член $E_0(t, x)$ описує первинне поле в однорідному середовищі. Ядро інтегрального рівняння (1) відмінно від нуля тільки усередині світлового конуса з вершиною в точці спостереження (t, x) , яке описується функцією Хевісайда $\theta(t - t' - |x - x'|/v)$.

Вид інтегрального рівняння (1) дозволяє розглядати первинне поле $E_0(t, x)$ у вигляді імпульсу Ейрі:

$$E_0(t, x) = \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{vT}\right) e^{\alpha(-t/T + x/vT)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty e^{i\frac{(\omega + i\alpha)^3}{3}} e^{i\omega x/vT} e^{-i\omega t/T} d\omega. \quad (2)$$

Розглянемо задачу про перетворення імпульсу Ейрі плоскою межею, яка починає рух у певний (нульовий) момент часу і рухається зі швидкістю u . Положення межі визначається характеристичною функцією $\chi(t, x)$, яка дорівнює одиниці у півпросторі $x > 0$, та нулю у півпросторі $x < 0$.

Вважається, що до нульового моменту часу межа розділення середовищ була нерухомою, тобто $\chi^-(t', x') = \theta(x')$.

Розглянемо випадок, коли у нульовий момент часу межа починає свій рух $\chi^+(t', x') = \theta(x - x_s(t))$, але середовища по обидві сторони межі залишаються нерухомими. Змінюються межі інтегрування в рівнянні (1): частина області інтегрування належить півплощині $T = \{0 < t < \infty, -\infty < x < \infty\}$, а рівняння для минулого поля визначається «історією» поля до моменту зміни швидкості границі:

$$E = F - \lambda \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \theta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v}\right) \chi^+(t', x') E(t', x'). \quad (3)$$

У формулі (3) вільний член F має вигляд:

$$F = E_0 - \frac{v^2 - v_1^2}{2vv_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^0 dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \theta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v}\right) \chi^-(t', x') E_1(t', x'). \quad (4)$$

Розв'язок інтегрального рівняння (1) отримаємо методом резольвенти [13], яка для даного рівняння має вигляд:

$$\hat{R} = -\chi(x - ut) \frac{v^2 - v_1}{2v_1v^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \theta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v_1}\right) + \frac{v - v_1}{v + v_1} \frac{\partial}{\partial t} \theta\left(v_1 t - x - \frac{v_1 - u}{v_1 + u} (v_1 t' + x')\right) \right\} \chi(x' - ut'). \quad (5)$$

Підставивши резольвенту (5) в інтегральне рівняння (3), отримаємо вираз для електромагнітного поля у вигляді:

$$E(x) = F(x) - \frac{v^2 - v_1^2}{2vv_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^\infty dx' \hat{R} F(x'). \quad (6)$$

Резольвента (5) визначає поле в наступних областях: перша область описується нерівністю $0 \leq t < x/v_1$ й характеризується відсутністю впливу межі розділення середовищ, а друга область – нерівністю $ut \leq x < v_1 t$ й ураховує наявність межі.

Розглянемо випадок, коли рух межі розпочався у нескінченно далекому минулому, без прив'язки до певного моменту часу. У цьому випадку також можна використовувати вищеописану резольвенту (5), продовживши у рівнянні (5) значення часової змінної t на від'ємну піввісь. Вільний член тоді дорівнює виразу для падаючої хвилі $F = E_0$.

РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

У результаті зустрічного руху імпульсу та межі з відповідним співвідношенням між швидкостями $|u| < v_1$ формується вторинний імпульс:

$$E_{T1}(t, x) = \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{2v_1}{v+v_1} \text{Ai} \left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} \right). \quad (7)$$

Поле імпульсу $E_{T1}(t, x)$ існує тільки в області $x < v_1 t$, яка схематично показана на Рис. 1 горизонтальним штрихуванням.

У випадку зустрічного руху з надсвітловою швидкістю $-u > v_1$ формується два вторинні імпульси:

$$E_{T2}(t, x) = \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{v+v_1}{2v} \text{Ai} \left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} \right) + \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \frac{2v}{v+v_1} \text{Ai} \left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \frac{t}{T} - \frac{v-u}{v_1+u} \frac{x}{vT} \right). \quad (8)$$

Області існування вторинних імпульсів показано на Рис. 2 горизонтальним та вертикальним штрихуванням відповідно.

Відбиті від межі імпульси знаходяться шляхом підстановки виразів (7) та (8) в оригінальне інтегральне рівняння, коли точка спостереження знаходиться в області $x < ut$. У випадку $-u > v_1, v$ відбиті імпульси не можуть обігнати межу в силу того, що швидкість межі перевищує швидкість поширення імпульсу.

При $-u > v_1, v$ відбитий імпульс має вигляд:

$$E_R(t, x) = -\frac{v-v_1}{v+v_1} \frac{v-u}{v+u} \text{Ai} \left(\frac{v-u}{v+u} \left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{vT} \right) \right). \quad (9)$$

Відбитий імпульс (9) існує тільки в області, обумовленій нерівністю $-ut < x < vt$.

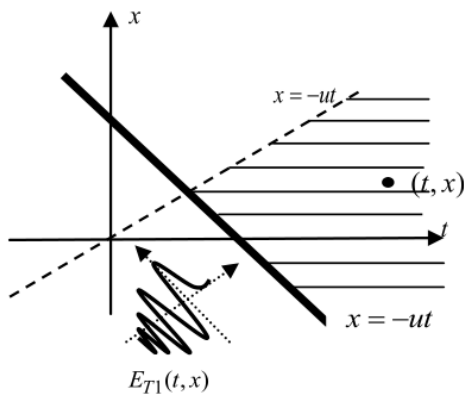


Рис. 1. Область існування поля вторинного імпульсу $E_{T1}(t, x)$ при $|u| < v_1$.

Fig. 1. The area of existence of the secondary pulse field $E_{T1}(t, x)$ at $|u| < v_1$.

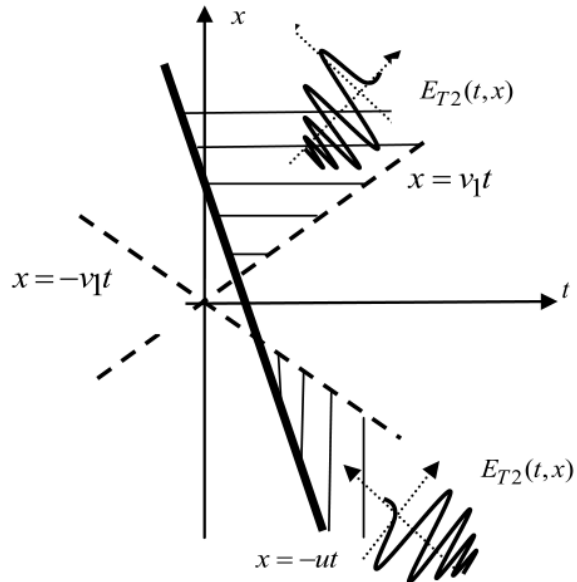


Рис. 2. Область існування імпульсу $E_{T2}(t, x)$ при $-u > v_1$: область $(v_1/v)t < x < -ut$ – горизонтальне штрихування, область $-ut < x < -v_1 t$ – вертикальне штрихування.

Fig. 2. The region of the pulse $E_{T2}(t, x)$ existence when $-u > v_1$: region $(v_1/v)t < x < -ut$ for horizontal hatching, region $-ut < x < -v_1 t$ for vertical hatching.

Розглянемо тепер ситуацію, у якій рівномірний рух границі почався не в нескінченно далекому минулому, а в нульовий момент часу. Це той випадок, коли межа почала свій рух після взаємодії з переднім фронтом імпульсу Ейрі. Як уже описувалося раніше, в області $x > v_1 t$ стан межі не змінюється і поле в цій області визначається виразом, який отримано для випадку нерухомої до нульового моменту часу межі.

У випадку, коли $u > -v_1$, тобто коли швидкість межі більша за швидкість імпульсу, поле збігається з виразом (7). У протилежному випадку, $u < -v_1$, уся просторово-часова область ділиться на дві підобласті $T_3(v_1 t \geq x \geq -v_1 t)$ й $T_4(-v_1 t \geq x \geq ut)$. У першій з них поле складається із двох імпульсів Ейрі:

$$E_{T3}(t, x) = \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{v+v_1}{2v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT}\right) + F_0 \frac{v-v_1}{2v} \frac{v+u}{v_1-u} \text{Ai}\left(\frac{v-u}{v_1-u} \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1 T}\right)\right). \quad (10)$$

У нестационарному випадку формується такий же імпульс, як і в стаціонарному (перший імпульс Ейрі у формулах (8) і (10) збігається). Відмінність полягає в тому, що у нестационарному випадку утворюється імпульс, обумовлений доданком F_0 , тобто «історією» поля до нульового моменту часу. Даний процес є аналогією процесу розщеплення падаючої на межу хвилі в результаті стрибка діелектричної проникності. Тільки у випадку зміни швидкості межі необхідно враховувати тепер зв'язок між швидкостями імпульсу й межі. А саме: у випадку $u > -v_1$ розщеплення неможливе, тому що в полі імпульсу, що пройшов, не можуть існувати імпульси, які поширюються в напрямку до межі. Для $u < -v_1$ після обчислення поля в підобласті $T_4(t, x)$ одержимо імпульс:

$$E_{T4}(t, x) = \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{v+v_1}{2v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT}\right) + \frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \frac{v-v_1}{2v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T}\right)\right) + F_0 \frac{v-v_1}{2v} \frac{v+u}{v_1-u} \text{Ai}\left(\frac{v-u}{v_1-u} \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1 T}\right)\right) + F_0 \frac{v-v_1}{2v} \frac{v+u}{v_1+u} \text{Ai}\left(\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T}\right)\right). \quad (11)$$

Область існування поля імпульсу $E_{T3}(t, x)$ згідно формули (10) показана на Рис. 3 горизонтальним штрихуванням, а область існування поля імпульсу $E_{T4}(t, x)$ у формулі (11) – вертикальним.

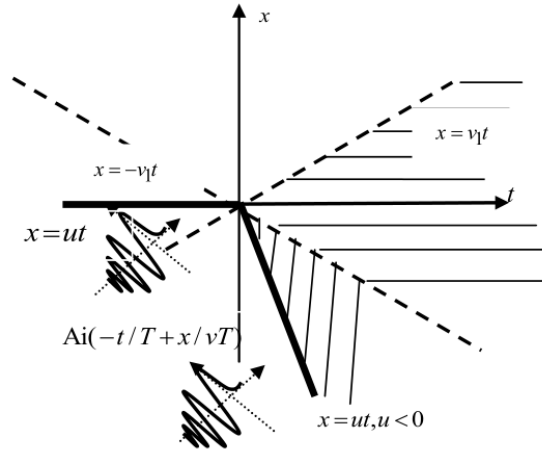


Рис. 3. Області існування вторинних імпульсів при $-u > v_1$: $T_3(v_1 t \geq x \geq -v_1 t)$ – горизонтальне штрихування, $T_4(-v_1 t \geq x \geq ut)$ – вертикальне штрихування.

Fig. 3. Regions of secondary pulses existence at $-u > v_1$: $T_3(v_1 t \geq x \geq -v_1 t)$ for horizontal hatching,

$T_4(-v_1 t \geq x \geq ut)$ for vertical hatching.

Таким чином, коли швидкість межі більше швидкості імпульсу, він досягне точки спостереження пізніше моменту початку руху межі. Це означає, що в цей момент відбудеться розщеплення імпульсу на два інших у результаті різкої зміни значення діелектричної проникності середовища. Після проходження імпульсом межі утворюється два імпульси, які поширюються з новою швидкістю v_1 в протилежних напрямках.

В області $T_3(t, x)$ формується поле, що складається із двох імпульсів. Перший імпульс у формулі (10) такий же, як і у формулі (8) у стаціонарному випадку. Він поширюється в тому ж напрямку, що й падаючий, але рухається з новою швидкістю в області $x > v_1 t$. Різка зміна швидкості межі в нульовий момент часу призводить до утворення нового імпульсу в зоні $x < v_1 t$. Якщо межа рухається з меншою швидкістю, ніж

імпульс, то розщеплення падаючого імпульсу неможливо, тому що в полі імпульсу, що пройшов, не можуть існувати імпульси, що рухаються в напрямку до межі.

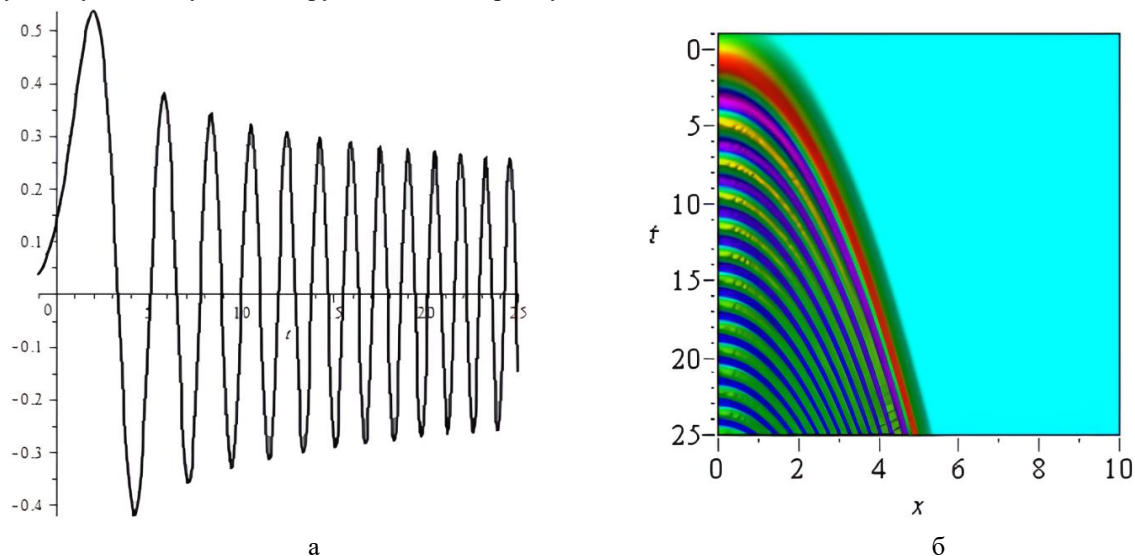


Рис. 4. Поле первинного імпульсу Ейрі $Ai(t, x)$: а – в точці $x=1$ та б – його просторово-часовий розподіл при $x=0..10$, $t=-1..25$.

Fig. 4. Initial Airy pulse (a) $Ai(t, x)$ at the point $x=1$ and its time-spatial distribution (b) at $x=0..10$, $t=-1..25$.

Отже, просторово-часова картина даного явища ділиться на дві частини: до нульового моменту часу, коли границя була нерухомою, і після нульового моменту, коли розпочався її рух. Нестационарність такої задачі ускладнюється асиметричною формою імпульсу Ейрі.

Просторово-часовий розподіл первинного імпульсу Ейрі зображено на Рис. 4. Видно, що імпульс Ейрі обмежений переднім фронтом і, відповідно, має несиметричну форму. Поведінка імпульсу Ейрі у протилежних напрямках визначається асимптотичною формулою:

$$Ai(t) \approx \begin{cases} 2^{-1} \pi^{-1/2} t^{-1/4} e^{-2t^{3/2}/3}, & t \rightarrow +\infty \\ \pi^{-1/2} |t|^{-1/4} \sin\left(2|t|^{3/2}/3 + \pi/4\right), & t \rightarrow -\infty \end{cases} \quad (12)$$

Наступні зображення Рис. 5–Рис. 9 ілюструють характер поширення вторинних імпульсів у результаті взаємодії з межею, що рухається, та імпульсу, що відбився від рухомої межі.

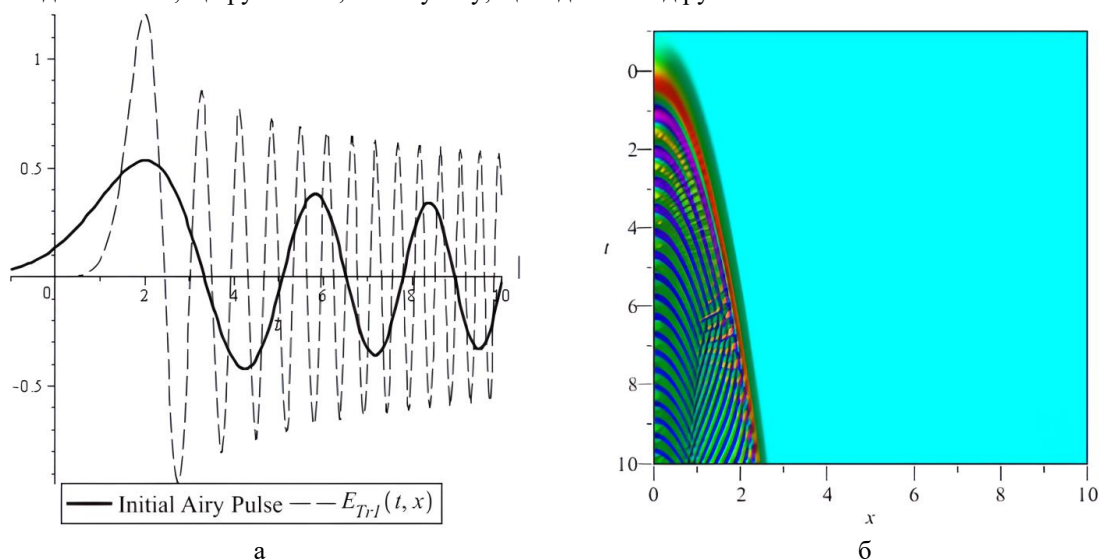


Рис. 5. Поле імпульсу Ейрі $E_{T1}(t, x)$: а – при $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ та б – при $x=0..10$, $t=-10..12$.

Fig. 5. Airy pulse $E_{T1}(t, x)$ (a) at $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ and (b) at $x=0..10$, $t=-10..12$.

Аналіз результатів імітаційного моделювання полів після взаємодії імпульсу і межі на рис. 5а показує, що вторинний імпульс має збільшену амплітуду та частоту. Це пов'язано з додаванням швидкостей руху імпульсу і межі та передачею кінетичної енергії від рухомого середовища імпульсу. На Рис. 5б спостерігається двовимірна картина описаних процесів при нелінійному розповсюдженні у просторі.

Припустивши ситуацію, що $u > v$, в результаті імітаційного моделювання розщепленого поля на рис. 6а отримуємо також підвищення частоти та незначного збільшення амплітуди в області, що протилежна до напрямку початкового руху імпульсу. Рухома межа з більшою швидкістю визначає подальший шлях існування імпульсу у просторі. Заповнюється більш широкий діапазон дальностей у протилежні моменти часу, що наочно видно на рис. 6б.

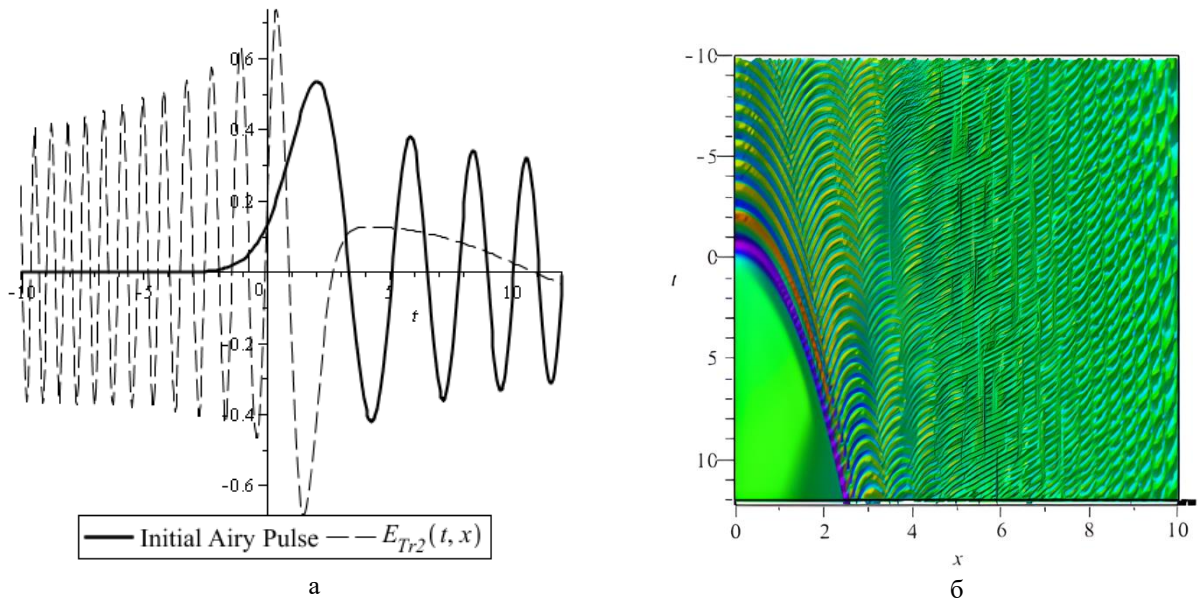


Рис. 6. Поле імпульсу Ейрі $E_{T2}(t, x)$: а – при $x=1$, $v=0,5$, $u=0,6$ та б – при $x=0..10$, $t=-1..10$.

Fig. 6. Airy pulse $E_{T2}(t, x)$ (a) at $x=1$, $v=0,5$, $u=0,6$ and (b) at $x=0..10$, $t=-1..10$.

Практичної ситуації такої взаємодії у вільному просторі бути не може, проте має фізичний сенс при розповсюдженні імпульсів у хвильоводах та уповільнюючих структурах, де значний ефект відіграє фазова швидкість, що може перевищувати швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль в вакуумі.

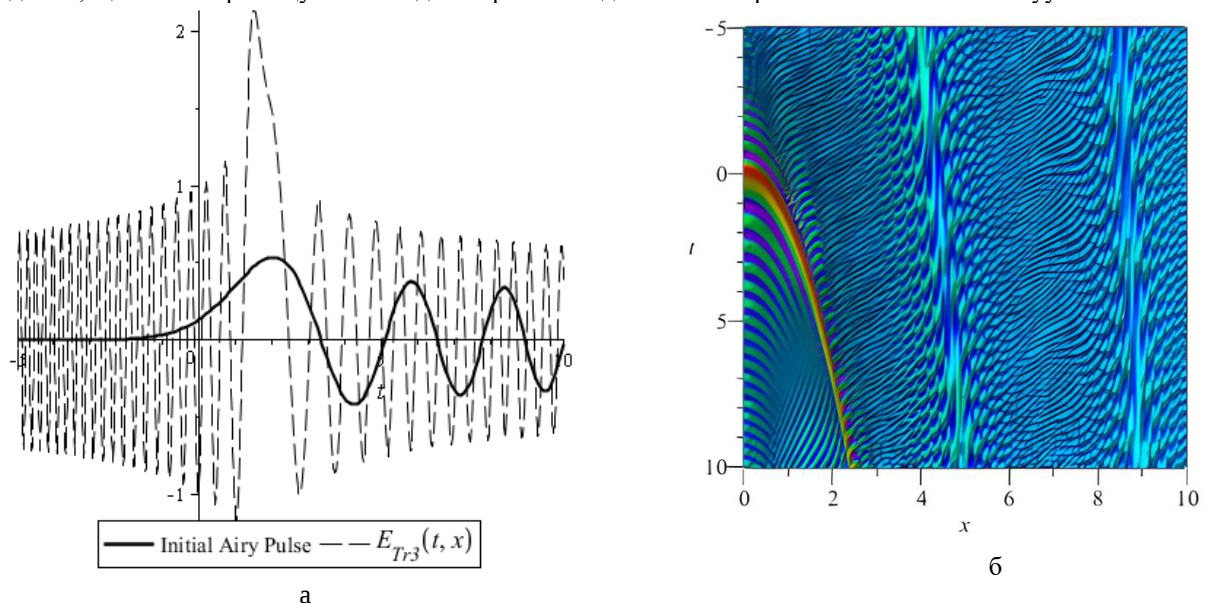


Рис. 7. Поле імпульсу Ейрі $E_{T3}(t, x)$: а – при $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ та б – при $x=0..10$, $t=-5..10$.

Fig. 7. Airy pulse $E_{T3}(t, x)$ (a) at $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ and (b) at $x=0..10$, $t=-5..10$.

Рис.7 показує результат імітаційного моделювання складової поля $E_{T3}(t, x)$, з якого випливає загальний випадок розщеплення імпульсу в координатах початкового руху імпульсу та в протилежному напрямку. В даному випадку отримуємо повну картину поля, що сформується після взаємодії імпульсу та межі. В обох просторово-часових зонах, вихідного діапазону нелінійного заломлення імпульсу та йому протилежному, маємо підвищення частоти та амплітуди результуючого поля. Ефект пов'язаний з додаванням швидкостей руху імпульсу і межі, згідно ефекту Доплера. Амплітуда поля збільшується як резонансне додавання хвильових коливань через узгоджені параметри руху.

Рис.8 демонструє повне узгодження компонент $E_{T3}(t, x)$ та $E_{T4}(t, x)$, що дозволяє в наступних аналізах досліджувати лише одну з них.

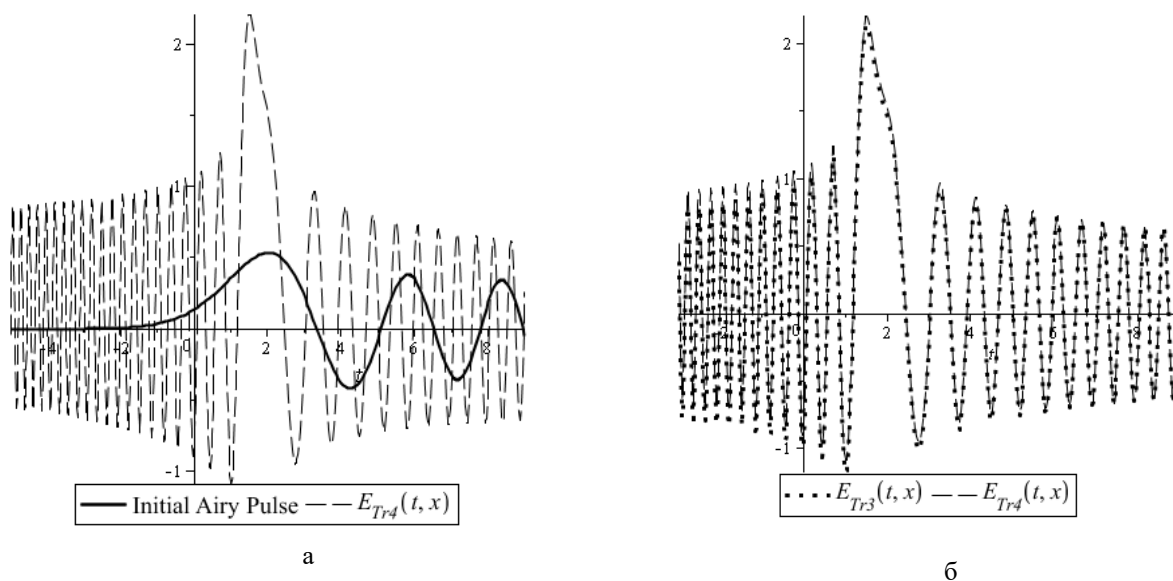


Рис. 8. а – поле імпульсу Ейрі $E_{T4}(t, x)$ при $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ та б – порівняння поширення імпульсів $E_{T3}(t, x)$ та $E_{T4}(t, x)$ при $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$.

Fig. 8. Airy pulse $E_{T4}(t, x)$ (a) at $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ and comparison of pulse propagation $E_{T3}(t, x)$ and $E_{T4}(t, x)$ (b) at $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$.

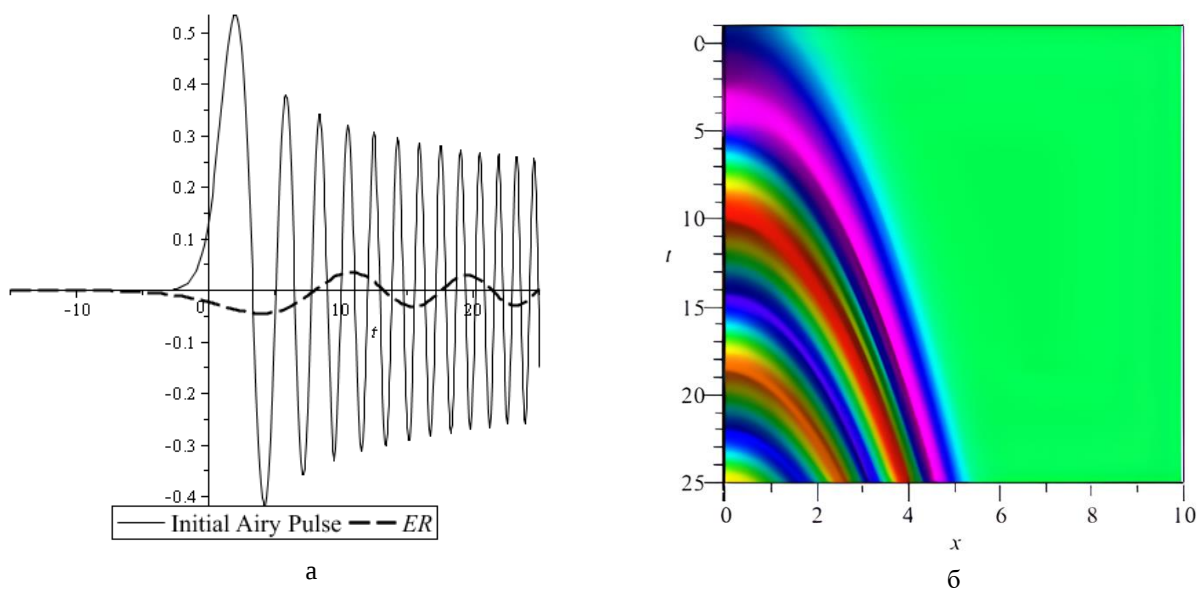


Рис. 9. Поле відбитого від межі імпульсу Ейрі $E_R(t, x)$: а – при $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ та б – при $x=0..10$, $t=-1..25$.

Fig. 9. Reflected Airy pulse $E_R(t, x)$ (a) at $x=1$, $v=0,6$, $u=0,5$ and (b) at $x=0..10$, $t=-1..25$.

Віддзеркалене поле від рухомої межі середовища після його взаємодії з імпульсом Ейрі має протилежний фізичний ефект в порівнянні з попередніми дослідженнями. Бачимо, що розсіяне поверхнею поле має зменшену енергію та різницеву частоту коливань у часі. Різниця частот розраховується також за формулою частоти Доплера та пропорційна різниці швидкостей руху імпульсу та межі. Зменшення енергії обумовлено стрибком діелектричної проникності та неузгодженості у просторі руху імпульсу та межі. Просторова часова область, яку займає нелінійний рух імпульсу Ейрі, співпадає з вихідною.

ВИСНОВКИ

Таким чином, просторово-часова картина досліджуваного явища ділиться на дві частини: до нульового моменту часу, коли границя була нерухомою, та після нульового моменту, коли розпочався її рух.

Удосконалено алгоритм електродинамічної задачі про перетворення імпульсу Ейрі у неоднорідному нестационарному середовищі методом інтегральних рівнянь, який відрізняється від відомих точною постановкою задачі та аналітичними виразами для вторинного поля імпульсу. На основі отриманих аналітичних виразів для вторинних імпульсів Ейрі проаналізовано перехідні процеси в складному нестационарному середовищі. Вперше досліджені особливості зміни просторово-часової структури імпульсу Ейрі при взаємодії з рухомою межею.

Теоретична значимість отриманих результатів є основою для подальшого вивчення та застосування імпульсу Ейрі у більш складних неоднорідних структурах. Просторово-часові характеристики імпульсу, що отримані у результаті дослідження, можуть бути використані у біомедицині та біохімії, у якості лазерного пінцету та у системах зв'язку, у технічних системах для створення світлових куль.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- Shynkarenko Y., Dmytruk A., Dmytruk I., Blonskyi I., Korenyuk P., Sönnichsen C., Kotko A. Transient absorption of gold nanorods induced by femtosecond laser irradiation. *Ukr. J. Phys.* 2014. 59 (3). p. 331–335. <https://doi.org/10.15407/ujpe59.03.0331>
- Berry MV., Balazs NL. Nonspreading wave packets. *Am. J. Phys.* 1979. 47, p. 264–267. <https://doi.org/10.1119/1.11855>
- Siviloglou GA., Christodoulides DN. Accelerating finite energy Airy beams. *Optics Letters*. 2007. 32. p. 979–981. <https://doi.org/10.1364/OL.32.000979>
- Iordache D., Delsanto P.P., Scalerandi M. Pulse distortions in the FD simulation of elastic wave propagation. *Mathematical and Computer Modelling*. 1997. 25 (6). p. 31–43. [https://doi.org/10.1016/S0895-7177\(97\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0895-7177(97)00037-X)
- Ament C., Polynkin P., Moloney J.V. Supercontinuum generation with self-healing Airy pulses, *CLEO: 2011 - Laser Science to Photonic Applications*, Baltimore, MD, USA. 2011. p. 1–2. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.243901>
- Gaur DS., Mishra AK. Ballistic soliton from Airy pulse. 2022 Workshop on Recent Advances in Photonics (WRAP), Mumbai, India. 2022. p. 1–2. <https://doi.org/10.1109/WRAP54064.2022.9758260>
- Kaiser T., Falkner M., Singh AV., Zilk M., Steinert M., Pertsch T. Airy plasmon pulses investigated by multiphoton photoemission electron microscopy (PEEM). 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA. 2019. p. 1–2. https://doi.org/10.1364/CLEO_QELS.2019.FTh1C.6
- Kondakci HE., Abouraddy AF. Demonstration of diffraction-free, acceleration-free space-time Airy beams. 2017 IEEE Photonics Conference (IPC), Orlando, FL, USA. 2017. p. 143–144. <https://doi.org/10.1109/IPCon.2017.8116042>
- Sohr D., Thomas JU., Skupin S. Airy beam enables single pass curved in-volume modifications and cutting of borosilicate glass. 2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, Germany. 2021. p. 1–1. <https://doi.org/10.1109/CLEO/Europe-EQEC52157.2021.9542323>
- Chen X., Dong F., Yin C., Tu J., Zhang D., Guo X., Ultrasonic imaging based on pulsed Airy beams, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2023. 70 (9). p. 1146–1156. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2023.3298596>
- Yan X., Guo L., Gong T., Cheng M. Study of propagation of Airy array vortex beams in turbulent atmosphere, 2018 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference (CSQRWC), Xuzhou, China. 2018. p. 1–3. <https://doi.org/10.1109/CSQRWC.2018.8455265>
- Khizhnyak MA. Integral equations of macroscopic electrodynamics. *Nauchnaya dumka*. 1968. 280 p.
- Nerukh A., Sakhnenko N., Benson T., Sewell Ph. Non-stationary electromagnetic. Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. 2013. 596 p.

REFERENCES

1. Shynkarenko Y., Dmytruk A., Dmitruk I., Blonskyi I., Korenyuk P., Sönnichsen C., Kotko A. Transient absorption of gold nanorods induced by femtosecond laser irradiation. *Ukr. J. Phys.* 2014. 59 (3). p. 331–335. <https://doi.org/10.15407/ujpe59.03.0331>
2. Berry MV., Balazs NL. Nonspreading wave packets. *Am. J. Phys.* 1979. 47, p. 264–267. <https://doi.org/10.1119/1.11855>
3. Siviloglou GA., Christodoulides DN. Accelerating finite energy Airy beams. *Optics Letters*. 2007. 32. p. 979–981. <https://doi.org/10.1364/OL.32.000979>
4. Iordache D., Delsanto P.P., Scalerandi M. Pulse distortions in the FD simulation of elastic wave propagation. *Mathematical and Computer Modelling*. 1997. 25 (6). p. 31–43. [https://doi.org/10.1016/S0895-7177\(97\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0895-7177(97)00037-X)
5. Ament C., Polynkin P., Moloney J.V. Supercontinuum generation with self-healing Airy pulses, *CLEO: 2011 - Laser Science to Photonic Applications*, Baltimore, MD, USA. 2011. p. 1–2. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.243901>
6. Gaur DS., Mishra AK. Ballistic soliton from Airy pulse. 2022 Workshop on Recent Advances in Photonics (WRAP), Mumbai, India. 2022. p. 1–2. <https://doi.org/10.1109/WRAP54064.2022.9758260>
7. Kaiser T., Falkner M., Singh AV., Zilk M., Steinert M., Pertsch T. Airy plasmon pulses investigated by multiphoton photoemission electron microscopy (PEEM). 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA. 2019. p. 1–2. https://doi.org/10.1364/CLEO_QELS.2019.FTh1C.6
8. Kondakci HE., Abouraddy AF. Demonstration of diffraction-free, acceleration-free space-time Airy beams. 2017 IEEE Photonics Conference (IPC), Orlando, FL, USA. 2017. p. 143–144. <https://doi.org/10.1109/IPCon.2017.8116042>
9. Sohr D., Thomas JU., Skupin S. Airy beam enables single pass curved in-volume modifications and cutting of borosilicate glass. 2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), Munich, Germany. 2021. p. 1–1. <https://doi.org/10.1109/CLEO/Europe-EQEC52157.2021.9542323>
10. Chen X., Dong F., Yin C., Tu J., Zhang D., Guo X., Ultrasonic imaging based on pulsed Airy beams, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2023. 70 (9). p. 1146–1156. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2023.3298596>
11. Yan X., Guo L., Gong T., Cheng M. Study of propagation of Airy array vortex beams in turbulent atmosphere, 2018 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference (CSQRWC), Xuzhou, China. 2018. p. 1–3. <https://doi.org/10.1109/CSQRWC.2018.8455265>
12. Khizhnyak MA. Integral equations of macroscopic electrodynamics. *Nauchnaya dumka*. 1968. 280 p.
13. Nerukh A., Sakhnenko N., Benson T., Sewell Ph. *Non-stationary electromagnetic*. Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. 2013. 596 p.

Стаття надійшла до редакції: 16 січня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 16 лютого 2024 р.

ELECTROMAGNETIC FIELDS CALCULATION ON THE MOVING BOUNDARY OF THE MEDIUM IRRADIATED BY AIRY PULSE

O.V. Zhyla, N.P. Stognii

Kharkiv National University of Radio Electronics, 14, Nauky Ave., Kharkiv, 61166, Ukraine

Relevance. The new effects of electromagnetic pulse propagation obtained as a result of its interaction with a moving boundary can be actively used when pulses pass through various devices and equipment, such as lenses, mirrors, etc. The results of such interaction are extremely important in nano-optics and nanophotonics, in biochemistry for sorting microparticles and selecting cells as optical tweezers.

The purpose of the work is research and analysis the features of the Airy pulse transformation as a result of its interaction with the boundary moving towards it.

Materials and methods. The Volterra integral equations of the second kind method is used for research, analysis and simulation modeling of the Airy pulse in non-stationary electromagnetic media. The advantage of using this method is that the solution of Volterra's integral equations are analytical solutions, which are obtained by means of rigorous mathematical calculations. In addition, Volterra integral equations method is universal with respect to the free term of the equation, which allows you to choose any electromagnetic field, including the Airy electromagnetic pulse, as the primary field. The solution of the basic integral equation in the work is carried out by the resolvent method, which allows obtaining an analytical expression for the field pulse that has passed through the boundary. The advantage of using a resolvent to solve an integral equation is that this method allows considering electromagnetic fields with an arbitrary dependence on time.

Results. The moving boundary influence on an asymmetric electromagnetic Airy pulse is investigated. The exact mathematical expressions for the Airy pulse field describing its spatio-temporal structure after interaction with the

moving boundary are obtained. The results of the obtained analytical expressions are accompanied by numerical simulation of secondary pulses and their analysis.

Conclusion. The complex case of an electromagnetic pulse propagation, namely its interaction with a non-stationary moving boundary, starting from the zero moment of time, is studied. It was established that as a result of the boundary and the pulse movement, secondary pulses are formed in different regions of space, which change the direction of movement, speed and frequency of modulations. According to the simulation results, it can be seen that after the Airy pulse interaction with the moving boundary, the frequency and amplitude of the secondary field increases, and the scattered field reflected from the boundary has a reduced energy and a difference frequency of oscillations in time.

KEYWORDS: electromagnetic waves, Airy pulse, integral equation, resolvent, moving boundary.

The article was received by the editors: January 16 2024

The article is recommended for printing: February 16 2024