

УДК: 538.9

І.О. Стародуб, Я. Золотарюк

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України,
вул. Метрологічна, 14б, 03680, Київ
e-mail: starodub@bitp.kiev.ua

ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ФЛЮКСОНА З ПРЯМОКУТНОЮ ДОМІШКОЮ В ДВОВИМІРНОМУ ДЖОЗЕФСОНІВСЬКОМУ ПЕРЕХОДІ

Досліджено взаємодію джозефсонівського вихора (флюксона) з прямокутною домішкою скінченного розміру в двовимірному джозефсонівському контакті при наявності дисипації. Знайдено густину енергії, випроміненої під час розсіяння флюксона на домішці. Отримано залежність повної енергії випромінювання від швидкості флюксона та розмірів домішки. Знайдена залежність має резонансний характер, що пояснюється інтерференцією випромінених під час взаємодії плоских хвиль.

Ключові слова: флюксон, мікрозакоротка, Джозефсонівський контакт, рівняння синус-Гордона.

Вступ

Серед безлічі нелінійних явищ великий інтерес викликають солітони, що являють собою просторово локалізовані хвилі, які розповсюджуються зі сталими формою і швидкістю. Впродовж декількох останніх десятиліть значну увагу науковців привертають так звані *флюксони*, тобто солітони, що рухаються в довгому Джозефсонівському контакті (ДДК) і мають фізичний зміст кванта магнітного потоку. Вони описуються добре відомим синусоїдальним рівнянням Гордона (СРГ), яке є точно розв'язуваною моделлю в одновимірному випадку. Динаміка флюксонів у ДДК є предметом значної кількості теоретичних та експериментальних досліджень [1-3]. Науковий інтерес до даної тематики підживлюється можливістю використання флюксонів як носіїв інформації та їх подальшого застосування для побудови різноманітних інформаційно-цифрових пристроїв [4,5]. Більшість відомих на цей час робіт у даній області спрямована на дослідження динаміки флюксона в одновимірному ДДК та його взаємодії з домішкою точкового розміру [6, 7], вивчення випадку контакту без дисипації та зовнішнього струму [8]. Розглядалися також одновимірні контакти з домішкою типу сходинок нескінченного розміру, що

моделює границю розподілу двох ДДК [9], а також сходинок скінченної довжини [10]. Проте всі реальні ДДК є двовимірними, тобто мають скінченну ширину в напрямку, перпендикулярному напрямку руху флюксона. Для досить вузьких контактів одновимірна апроксимація ще можлива, проте поперечна ступінь вільності грає суттєву роль. Тому важливим є дослідження поведінки флюксона в двовимірному контакті з просторовими неоднорідностями скінченного розміру. Випромінювання, що відбувається в процесі взаємодії флюксона з однією домішкою [7], періодичним масивом домішок [11] та випадковим чином розташованими домішками [12] теоретично досліджувалося та вимірювалося експериментально [11, 13-15]. Дослідження двовимірних ДДК здебільшого торкаються різноманітних ізотропних структур, як то: осцилони, скірміони та кільцеві контакти [16,17]. Розсіяння флюксона на точковій домішці в нескінченному двовимірному ДДК досліджувалося в роботі [18]. Вивчалось також випромінювання при взаємодії флюксона з домішкою полосоподібної форми в двовимірному ДДК з дисипацією [19].

Стаття написана таким чином: в наступному розділі описана модель дослідження, далі ця модель використана для розрахунку енергії випромінювання при

взаємодії флюксона з прямокутною домішкою та зроблено аналіз залежності цієї енергії від швидкості флюксона за різних розмірів домішки, в останньому розділі викладені відповідні висновки.

Модель

Розглядається нескінченний двовимірний Джозефсонівський контакт, до якого прикладений зовнішній постійний струм. Основною величиною, що описує розповсюдження електромагнітної хвилі вздовж діелектричного прошарку в контакт є різниця фаз $\varphi(x, y, t) = \theta_1(x, y, t) - \theta_2(x, y, t)$ хвильових функцій надпровідного конденсату в надпровідних прошарках. Часова динаміка різниці фаз описується рівнянням СРГ, яке отримується з рівнянь Максвелла та Джозефсона для контакту [1]:

$$\partial_t^2 \varphi - (\partial_x^2 + \partial_y^2) \varphi + [1 + f(x, y)] \sin \varphi + \alpha \varphi_t + \gamma = 0. \quad (1)$$

Це безрозмірне рівняння, в якому просторові координати нормовані на джозефсонівську глибину проникнення λ_J , а часова змінна – на обернену джозефсонівську плазмову частоту ω_J^{-1} [1, 2]. Зовнішній струм γ нормований на критичний струм контакту, α – безрозмірний параметр дисипації. Функція $f(x, y)$ моделює просторову неоднорідність (мікрозакоротку), що фізично являє собою пробій в діелектричному прошарку, куди потрапляє надпровідник і, відповідно, збільшується густина критичного надпровідного струму в даній області. Ми моделюємо мікрозакоротку у вигляді прямокутника довжиною d_x та шириною d_y з амплітудою (силою) $\mu \ll 1$, яка для мікрозакоротки додатня:

$$f(x, y) = \mu \left[\theta \left(x + \frac{d_x}{2} \right) - \theta \left(x - \frac{d_x}{2} \right) \right] \times \left[\theta \left(y + \frac{d_y}{2} \right) - \theta \left(y - \frac{d_y}{2} \right) \right] \quad (2)$$

де $\theta(x)$ – сходинова функція Хевісайда.

Оскільки планується розглянути контакт нескінченних розмірів у напрям-

ках x та y , то граничні умови значення не мають.

Випромінювання при взаємодії флюксона з домішкою

Взаємодія флюксона з домішкою, що знаходиться на шляху його руху вздовж контакту, неодмінно призводить до втрати ним частини енергії, яка іде на збудження плазмонів і, відповідно, випромінювання. Значна кількість теоретичних робіт була присвячена питанню випромінювання в одновимірному контакті з різного типу неоднорідностями [6-10], де використовувався метод оберненої задачі розсіяння, але ми в даній статті наслідуюмо метод, розроблений в роботі [18] та використаний нами в роботі [19].

В незбуреному вигляді рівняння (1) має стандартний солітонний розв'язок:

$$\varphi_0(x, t) = 4 \arctan \left[\exp \left(Q \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}} \right) \right], \quad (3)$$

де v – швидкість солітона та Q – топологічний заряд, який ми без втрати загальності обираємо $Q=1$.

Розв'язок збуреного рівняння СГ можна представити як суму точного розв'язку (3) та випромінювання, що з'являється при розсіянні флюксона на домішці: $\varphi(x, y, t) = \varphi_0(x, t) + \psi(x, y, t)$. При чому $|\psi| \ll 1$. Після підстановки цього анзацу в рівняння (1) та переходу до системи відліку, що рухається зі швидкістю флюксона:

$$\xi = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}, \quad y, \quad \tau = \frac{t - vx}{\sqrt{1 - v^2}},$$

ми отримуємо лінеаризоване рівняння, яке описує розповсюдження випромінених хвиль:

$$(\partial_\tau^2 + \hat{L})\psi = -F(\xi, y, \tau) \sin(\varphi_0(\xi)), \quad (4)$$

$$\hat{L} \equiv -(\partial_\xi^2 + \partial_y^2) + \cos(\varphi_0(\xi)), \quad (5)$$

$$F(\xi, y, \tau) = \mu \left[\theta \left(\frac{\xi + v\tau}{\sqrt{1 - v^2}} + \frac{d_x}{2} \right) - \theta \left(\frac{\xi + v\tau}{\sqrt{1 - v^2}} - \frac{d_x}{2} \right) \right] \left[\theta \left(y + \frac{d_y}{2} \right) - \theta \left(y - \frac{d_y}{2} \right) \right]. \quad (6)$$

В такій системі відліку розв'язок (3) запи-
сується у простішому вигляді:

$$\varphi_0(\xi) = 4 \arctan \left[\exp(\xi) \right].$$

Використовуючи власні функції оператора L на нескінченній площині, які для однови-
мірного випадку були знайдені в [20]:

$$\phi(\xi, y, q_\xi, q_y) = \frac{(q_\xi + i \tanh \xi) e^{i(q_\xi \xi + q_y y)}}{(2\pi)^{3/2} (1 + q_\xi^2)^{1/2}}, \quad (7)$$

розв'язок рівняння (4) можна представити
наступним чином:

$$\psi(\xi, y, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(q_\xi, q_y, \tau) \phi(\xi, y, q_\xi, q_y) dq_\xi dq_y, \quad (8)$$

де q_ξ, q_y – відповідні компоненти хвильо-
вого вектора випроміненої хвилі,
 $a(q_\xi, q_y, \tau)$ - амплітуда цієї хвилі.

Як було показано в [18], більш
зручним є використання іншої функції
 $b(q_\xi, q_y, \tau) = (\partial_\tau a - i \tilde{\omega} a) e^{i \tilde{\omega} \tau}$, яка задоволь-
няє співвідношенню:

$$\partial_\tau b(q_\xi, q_y, \tau) = (\partial_{\tau\tau} a + a \tilde{\omega}^2) e^{i \tilde{\omega} \tau},$$

де $\tilde{\omega} = \sqrt{1 + q_\xi^2 + q_y^2}$ - частота випроміненої
хвилі в рухливій системі відліку. Підста-
вивши вираз (8) в рівняння (4) отримаємо
відповідне еволюційне рівняння на амплі-
туди $a(q_\xi, q_y, \tau)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \partial_\tau b(q_\xi, q_y, \tau) \phi(\xi, y, \tau) dq_\xi dq_y = \quad (9)$$

$$= 2F(\xi, y, \tau) e^{i \tilde{\omega} \tau} \tanh \xi \cosh^{-1} \xi$$

Множимо обидві частини рівняння на
 $\phi^*(\xi, y, q'_\xi, q'_y)$ та інтегруємо їх $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi dy$.

При цьому використовуємо умову ортого-
нальності власних функцій:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi, y, q_\xi, q_y) \phi^*(\xi, y, q'_\xi, q'_y) d\xi dy =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \delta(q_\xi - q'_\xi) \delta(q_y - q'_y).$$

Після відповідних обчислень знайдемо:

$$\partial_\tau b(q_\xi, q_y, \tau) = 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^*(\xi, y, q_\xi, q_y) e^{i \tilde{\omega} \tau} \times$$

$$\tanh \xi \cosh^{-1} \xi F(\xi, y, \tau) d\xi dy =$$

$$= - \frac{2\mu \sin\left(\frac{q_y d_y}{2}\right) e^{i(\tilde{\omega} \tau - q_\xi \xi)}}{\sqrt{2\pi} q_y \sqrt{1 + q_\xi^2}} \times \left\{ \frac{(q_\xi - i \tanh \xi)}{\cosh \xi} - \right.$$

$$\left. - 2i(1 + i q_\xi) e^\xi \Phi(\xi, q_\xi) \right\} \Big|_{\xi = -v\tau - \sqrt{1-v^2} d_x/2}^{\xi = -v\tau + \sqrt{1-v^2} d_x/2} \quad (10)$$

де $\Phi(\xi, q_\xi) = {}_2F_1\left(1, \frac{1 - i q_\xi}{2}, \frac{3 - i q_\xi}{2}, -e^{-2\xi}\right)$, а
 ${}_2F_1$ - гіпергеометрична функція.

Логічно припустити, що випроміню-
вання не відбувалося до моменту зіткнення
флюксона з домішкою. Тоді спектральна
густина випромінювання визначатиметься
кінцевою величиною амплітуди випромі-
нювання:

$$B(q_\xi, q_y) = b(q_\xi, q_y, \tau \rightarrow \infty).$$

Здійснивши інтегрування по часовій
компоненті знайдемо:

$$B(q_\xi, q_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \partial_\tau b(q_\xi, q_y, \tau) d\tau =$$

$$= \frac{4i\pi\mu \sin\left(\frac{q_y d_y}{2}\right) \sin\left(\frac{\tilde{\omega} d_x \sqrt{1-v^2}}{2v}\right)}{(2\pi)^{1/2} v^2 q_y \sqrt{1 + q_\xi^2} \tilde{\omega}} \times \quad (11)$$

$$\times \frac{[\tilde{\omega}^2 - (1 + q_\xi^2)v^2]}{\cosh\left[\frac{\pi}{2v}(\tilde{\omega} + q_\xi v)\right]}$$

Густина випромінювання визначається за
формулою (Див. [18]):

$$\varepsilon(q_\xi, q_y) \approx \frac{1}{4\pi} |B(q_\xi, q_y)|^2.$$

$$\varepsilon(q_\xi, q_y) = \frac{2\mu^2 \sin\left(\frac{q_y d_y}{2}\right)}{v^4 q_y^2 \tilde{\omega}^2 (1 + q_\xi^2)} \times$$

$$\times \frac{\sin^2\left(\tilde{\omega} d_x \sqrt{1-v^2} / 2v\right) [\tilde{\omega}^2 - (1 + q_\xi^2)v^2]^2}{\cosh^2\left[\frac{\pi}{2v}(\tilde{\omega} + q_\xi v)\right]} \quad (12)$$

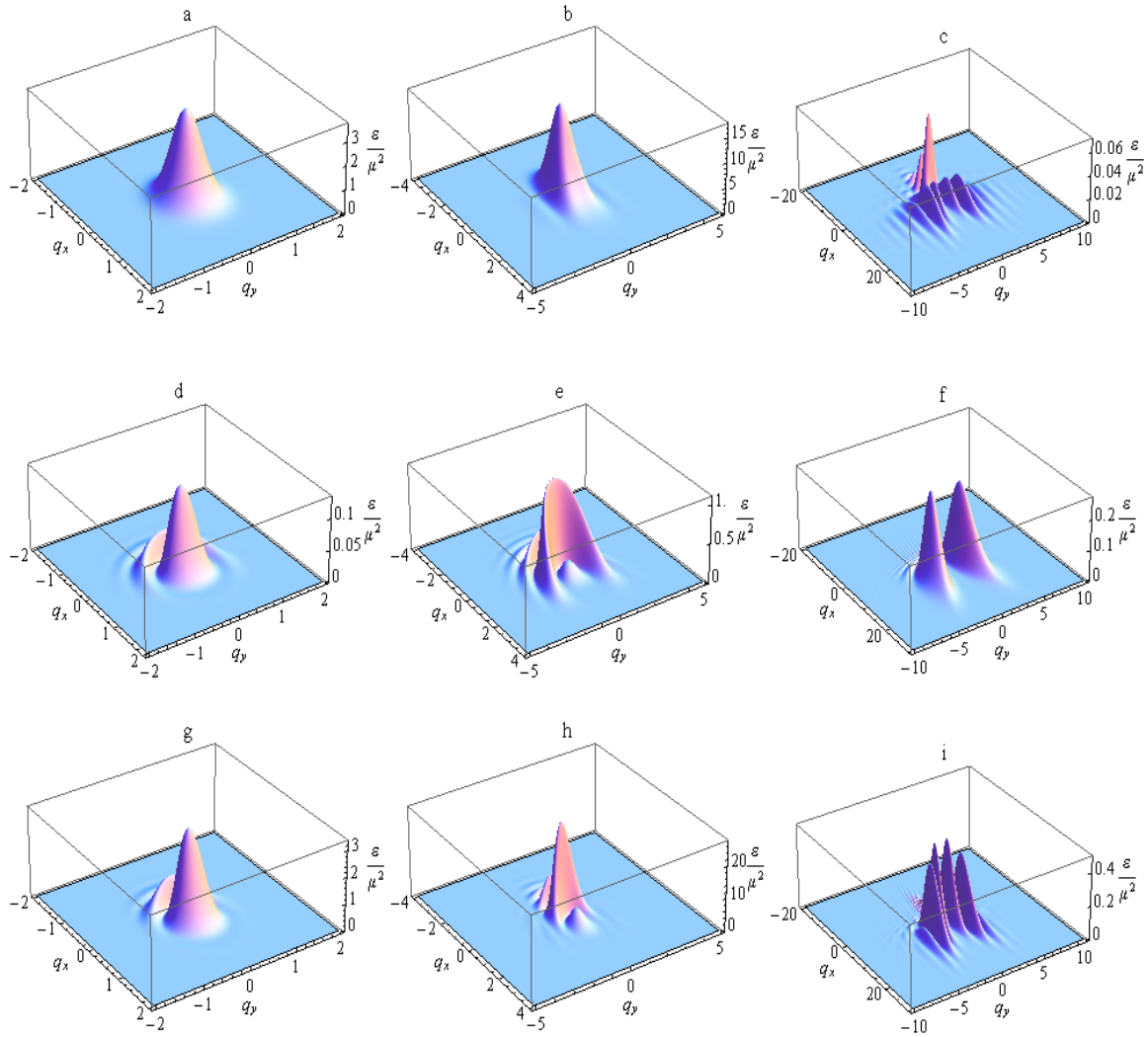


Рис. 1. Спектральна густина енергії випромінювання (13) при різних значеннях швидкості флюксона та розмірів домішки, збільшена в 16 разів. Графіки **a**, **b**, **c** відповідають домішці розміром $d_x=1$, $d_y=5$ та швидкостям флюксона $v=0,3$ (**a**); $v=0,7$ (**b**); $v=0,99$ (**c**). Графіки **d**, **e**, **f** демонструють густану енергії випромінювання при зіткненні флюксона з домішкою розміру $d_x=5$, $d_y=1$ на швидкостях $v=0,3$; $0,7$; $0,99$, відповідно. На графіках **g**, **h**, **i** представлена густина енергії при квадратній домішці $d_x=5$, $d_y=5$.

Для переходу до лабораторної системи відліку необхідно здійснити обернені перетворення Лоренца.

$$q_x = \frac{q_\xi + v\omega}{\sqrt{1-v^2}}, \quad \omega = \frac{\omega + vq_\xi}{\sqrt{1-v^2}}, \quad \omega = \sqrt{1+q_x^2+q_y^2}$$

Після чого знаходимо густану енергії випромінювання в лабораторній системі відліку:

$$\begin{aligned} \varepsilon(q_x, q_y) = & \frac{2\mu^2(1-v^2)^2 \sin^2\left(\frac{q_y d_y}{2}\right)}{v^4 q_y^2 [(\omega - vq_x)^2 - q_y^2(1-v^2)]} \times \\ & \sin^2\left(\frac{d_x(\omega - q_x v)}{2v}\right) [(\omega - q_x v)^2 + q_y^2 v^2]^2 \quad (13) \\ & \times \frac{1}{(\omega - q_x v)^2 \cosh^2\left[\frac{\pi}{2v} \sqrt{1-v^2} \omega\right]}. \end{aligned}$$

Дана функція, так само як і функція густини енергії випромінювання для домішки у формі полоси (див. роботу [19]) є симетричною відносно перетворень виду $q_y \rightarrow -q_y$ та $q_x \rightarrow -q_x$, $v \rightarrow -v$.

Зауважимо, що в границі $d_x \rightarrow 0$, $d_y \rightarrow 0$ та відповідному перенормуванні амплітуди домішки $\mu^* = \mu d_x d_y$, функція (13) повністю відтворює випадок точкової домішки [7], а при $d_x \rightarrow 0$, $\mu^* = \mu d_x$ - домішки у вигляді полоски, протяжної вздовж осі oy [19]. Дослідимо поведінку цієї функції для різних значень швидкості флюксона на допустимому інтервалі $0 \leq v \leq 1$ та різних розмірів домішки. Форма функції густини

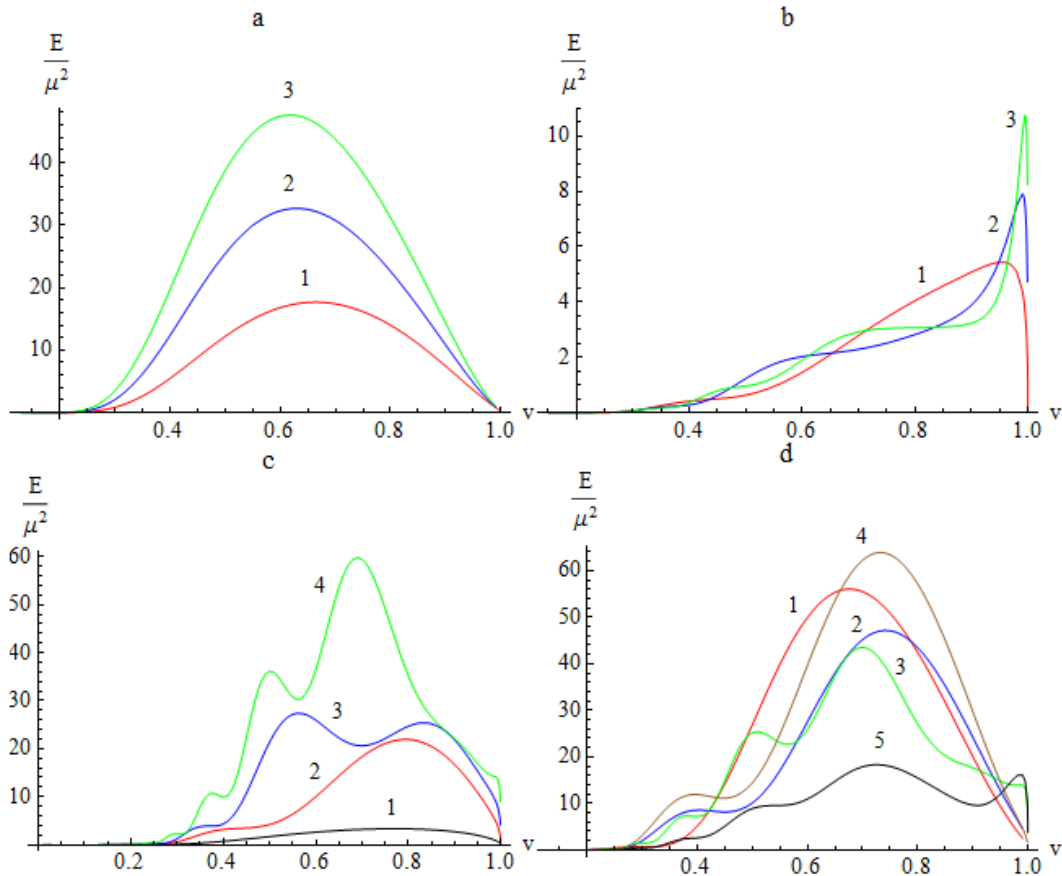


Рис. 2. Залежність енергії випромінювання (14), збільшеної в 16 разів, від швидкості флюксона за різних параметрів довжини та ширини домішки. Графік **a** відповідає зміні ширини домішки при її фіксованій довжині $d_x=1$: $d_y=3$ (крива 1), $d_y=5$ (крива 2), $d_y=7$ (крива 3). Графік **b** відповідає зворотному випадку зміни довжини домішки при фіксованій ширині $d_y=1$: $d_x=3$ (крива 1), $d_x=5$ (крива 2), $d_x=7$ (крива 3). На графіку **c** продемонстровано вплив зміни площі домішки на залежність енергії випромінювання від швидкості флюксона: $d_x=1, d_y=1$ (крива 1); $d_x=3, d_y=3$ (крива 2); $d_x=5, d_y=5$ (крива 3); $d_x=8, d_y=8$ (крива 4). Графік **d** зображує проміжні випадки зміни довжини та ширини при більших розмірах домішки: $d_x=2, d_y=6$ (крива 1); $d_x=3, d_y=6$ (крива 2); $d_x=8, d_y=6$ (крива 3); $d_x=3, d_y=8$ (крива 4); $d_x=8, d_y=3$ (крива 5).

випроміненої енергії при різних значеннях швидкості флюксона та розмірах домішки наведена на рис. 1. Графіки а-с відповідають домішці, витягнутій вздовж осі ou , і, як видно, зі збільшенням швидкості функція густини енергії, основний пік якої є майже ізотропним та локалізованим в центрі, розпливається, розтягується вздовж осі qx і стискається вздовж qy . Максимум функції рухається в напрямку від'ємних значень qx . На великих швидкостях відчувається вплив множників з \sin , функція стає осцилюючою та згасає зі збільшенням значень хвильових векторів, а член $\sin^2\left(\frac{d_x(\omega - q_x v)}{2v}\right)$ суттєво змінює вигляд функції, порівняно з випадком полюсоподібної домішки, розглянутому в [19]. На

серіях графіків d-f та g-і зображено густину енергії випромінювання при розсіянні флюксона на домішці, витягнутій вздовж осі ox та квадратній домішці відповідно. В цьому випадку коливання вздовж qx стають помітними і зростають зі збільшенням швидкості флюксона, при цьому функція і її максимум залишаються локалізованими і майже не зміщуються з початкового положення. Видно, що саме довжина домішки d_x суттєво впливає на вигляд функції спектральної густини, в той час як ширина домішки d_y вносить лише кількісні зміни, модифікуючи функцію без суттєвої зміни її форми на невеликих швидкостях. При швидкостях, близьких до максимальних коливання вздовж qy стають суттєвими і переважають над поздовжніми коливання-

ми, виникає декілька рівновеликих максимумів, кількість яких прямо пропорційно залежить від розмірів домішки.

Зрозуміло, що повна енергія випромінювання визначається за загальновідомою формулою:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(q_x, q_y) dq_x dq_y. \quad (14)$$

Цей інтеграл не може бути знайдений аналітично, тому ми використали чисельні методи. Залежність енергії випромінювання від швидкості флюксона при різних розмірах домішки наведена на рис. 2. На графіку (а) показана залежність енергії випромінювання від швидкості флюксона для різних значень ширини домішки. Залежність має один чітко виражений максимум і прямує до нуля в граничних випадках $v \rightarrow 0$, $v \rightarrow 1$, аналогічний її вигляд був отриманий в роботі [19]. При малих швидкостях флюксон наближається до домішки з малою кінетичною енергією, відповідно і енергія випромінювання буде малою. При великих швидкостях час взаємодії флюксона з домішкою стає нескінченно малим, тому і випромінена при такій взаємодії енергія є нескінченно малою. Отже, повинна існувати швидкість, яка відповідає найбільшій енергії випромінювання. Зі збільшенням ширини домішки максимум енергії випромінювання зростає і, разом з тим, зміщується в бік менших швидкостей. Це легко зрозуміти, адже чим ширша домішка, тим сильніше вона збудує солітонний фронт і, відповідно, випромінюється більше енергії, при цьому флюксон може мати меншу кінетичну енергію. Графік (b) (рис. 2) демонструє залежність $E(v)$ від зміни довжини домішки. Як вже зазначалося, довжина домішки грає більшу роль у формуванні енергії випромінювання і, відповідно, представлена залежність є складнішою за попередній випадок. Тут при збільшенні довжини неоднорідності виникають нові максимуми енергії випромінювання, кількість яких залежить від довжини домішки. У випадку квадратної домішки (рис. 2, c) та зміни її площі попередньо описана залежність підсилюється за рахунок впливу ширини

домішки, причому величина та кількість максимумів зростає пропорційно до збільшення площі. Графік d на рис. 2 демонструє випадки прямокутних домішок різного розміру. Перші три криві ілюструють вплив на енергію випромінювання довжини домішки з великою шириною. Як видно, максимум енергії зменшується, при цьому з'являються нові максимуми. Величина ж максимумів прямопропорційно залежить саме від ширини домішки, що чітко помітно з останніх двох кривих (4, 5) на рис. 2. Вплив ширини домішки легко зрозуміти, адже її збільшення призводить до збільшення взаємодії з флюксоном і відповідного впливу на його хвильовий фронт. Зміна кількості максимумів і мінімумів енергії випромінювання при зміні довжини домішки може бути пояснена інтерференцією випромінених хвиль. При проходженні флюксона крізь домішку випромінювання відбувається в кожній точці їх взаємодії. Отже, якщо геометрична різниця ходу випромінених хвиль дорівнює цілій кількості довжин цих хвиль, то відбувається підсилення випромінювання, якщо ж напівцілій кількості – послаблення.

Висновки

Розвинено теорію для знаходження енергії випромінювання при взаємодії флюксона з домішкою прямокутної форми в довгому двовимірному Джозефсонівському переході. Отриманий вираз ускладнюється в порівнянні з одновимірним контактом та з точковою і полосоподібною домішками у двовимірному випадку, так як зміна форми флюксона в напрямку, перпендикулярному напрямку його руху починає грати значну роль. Залежність випроміненої енергії від швидкості флюксона має резонансний характер з одним або декількома максимумами, при чому кількість та положення цих максимумів залежить від геометрії домішки. При малих ($v \rightarrow 0$) та великих ($v \rightarrow 1$) швидкостях енергія випромінювання спадає до нуля, тому що в першому випадку кінетична енергія флюксона нескінченно

мала, а в другому – малий час взаємодії з неоднорідністю.

Довжина домішки впливає на час її взаємодії з флюксоном та змінює різницю ходу випромінених при цьому хвиль, що інтерферують, утворюючи відповідні максимуми і мінімуми енергії випромінюван

ня. Ширина неоднорідності, в свою чергу, діє на характерну площу взаємодії з флюксоном, а отже - на амплітуду випромінених хвиль та їх кількість, змінюючи абсолютну величину випроміненої енергії.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Barone A., Paterno G. *Physics and Applications of the Josephson Effect*, New York: Wiley, 1982.
2. Likharev K.K. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, New York: Gordon and Breach, 1986.
3. Ustinov A.V. Solitons in Josephson junctions // *Physica D* – 1998. – V.123. – P. 315.
4. Goldobin E. et al. Quantum Tunneling of semifluxons in a $0-\pi-0$ long Josephson junction // *Phys. Rev. B* – 2005. – V. 72. – P. 054527.
5. Fedorov A., Shnirman A., Schön G., Kidiyarova-Shevchenko G.S.A. Reading out the state of a flux qubit by Josephson transmission line solitons // *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 75. – P. 224504.
6. McLaughlin D.W., Scott A.C. Perturbation analysis of fluxon dynamics // *Phys. Rev. A* – 1978. – V. 18. – P. 1652.
7. Kivshar Yu.S., Malomed B.A., Nepomnyashchy A.A. Interaction of a fluxon with a localized inhomogeneity in a long Josephson junction // *Eksp. Teor. Fiz.* – 1988. – V. 94. – P. 356.
8. Kivshar Y.S., Fei Z., Vazquez L. Resonant soliton-impurity interactions // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 67. – P. 1177.
9. Косевич А.М., Кившарь Ю.С., Чубыкало О.А. Рассеяние флюксона на границе раздела двух длинных джозефсоновских контактов // *Физ. Низ. Темп.* – 1987. - №13. – P. 800.
10. Kivshar Yu.S., Kosevich A.M., Chubukalo O.A. Finite-size effects in fluxon scattering by an inhomogeneity // *Phys. Lett. A.* – 1988. – V. 129. – P. 449.
11. Malomed B.A., Ustinov A.V. Pinning of a fluxon chain in a long Josephson junction with a lattice of inhomogeneities: Theory and experiment // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 67. – P. 3791.
12. Mineev M.B., Feigel'man M.V., Shmidt V.V. The motion of a Josephson vortex in the field of a random potential // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1981. – V. 81. – P. 290.
13. Sakai S., Akoh H., Hayakawa H. Fluxon transfer device // *J. Appl. Phys.* – 1985. – V. 24. – P. L771.
14. Akoh H., Sakai S., Yagi A., Hayakawa H. Real time fluxon dynamics in josephson transmission line // *IEEE Trans. Magn.* – 1985. – V. 21. – P. 737.
15. Серпученко И.Л., Устинов А.В. Экспериментальное наблюдение тонкой структуры на ВАХ длинных джозефсоновских переходов с решеткой неоднородностей // *Письма в ЖЭТФ* – 1987. – №46. – С. 435.
16. Geicke J. Cylindrical pulsons in nonlinear relativistic wave equations // *Physica Scripta* - 1984. – V.29. – P. 431.
17. Malomed B.A. Decay of shrinking solitons in multidimensional sine-Gordon equation // *Physica D* – 1987. – V. 24. – P. 155.
18. Malomed B.A. Dynamics of quasi-one-dimensional kinks in the two-dimensional sine-Gordon model // *Physica D* – 1991. – V. 52. – P. 157.
19. Starodub Ivan O., Zolotaryuk Yaroslav. Fluxon scattering on a stripe-like impurity in a two-dimensional Josephson junction // *Ukrainian Journal of Physics* – 2013. – V. 58. – P. 689.
20. Rubinstein J. Sine-Gordon Equation // *J. Math. Phys.* – 1970. – V. 11. – P. 258.

Стаття надійшла до редакції 11.04.2013

Ivan O. Starodub, Y. Zolotaryuk

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci.

Metrolohichna Str. 14b, 03680, Kyiv

RADIATION IN THE PROCESS OF FLUXON INTERACTION WITH A RECTANGULAR IMPURITY IN TWO-DIMENSIONAL JOSEPHSON JUNCTION

The Josephson vortex (fluxon) interaction with the rectangular impurity of finite size in two-dimensional Josephson junction with dissipation is studied. The energy density radiated during the scattering of fluxon on inhomogeneity is found. The total radiation energy dependence as a function of the fluxon velocity and impurity size is obtained. The dependence has a resonant behavior that can be explained by the interference of emitted waves.

Keywords: fluxon, microshort, Josephson junction, sine-Gordon equation.

И.А. Стародуб, Я. Золотарюк

Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины

ул. Метрологическая, 14б, 03680, Киев

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЛЮКСОНА С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПРИМЕСЬЮ В ДВУМЕРНОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ

Исследовано взаимодействие Джозефсоновского вихря (флюксона) с прямоугольной примесью конечного размера в двумерном Джозефсоновском контакте с диссипацией. Найдена плотность энергии, излученной во время рассеяния флюксона на примеси. Получена зависимость полной энергии излучения от скорости флюксона и размеров примеси. Найденная зависимость имеет резонансный характер, что объясняется интерференцией излученных волн.

Ключевые слова: флюксон, микрозакорotka, Джозефсоновский контакт, уравнение синус-Гордона.