

ЕФЕКТ ПОДІБНОСТІ РУХУ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ЧЕРЕЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА СТОХАСТИЧНЕ НАГРІВАННЯ ЗОВНІШНІМ ДЖЕРЕЛОМ

В.М. Остроушко

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,
Харків, Україна*

Встановлено зв'язок між рухом пробної зарядженої частинки під дією електромагнітного випромінювання та рухом електронів у джерелі цього випромінювання. Отримані деякі обмеження на характеристики випромінювання, обумовлені обмеженнями на рух електронів у джерелі. Запропоноване пояснення можливості зростання енергії заряджених часток під дією зовнішнього випромінювання без залучення атрибутів стохастичного опису.

ВСТУП

Вплив електромагнітного випромінювання на фізичні явища залежить від сукупності його характеристик. Значна увага приділяється дії такого випромінювання, яке на практиці розглядається як стохастичне. У класичній роботі [1] теоретично досліджений процес передавання енергії поля електронам у турбулентній плазмі. У роботі [2] проаналізовано можливість нагрівання іоносфери стохастичним випромінюванням. Числовими розрахунками виявлений ефект кращого проходження стохастичного випромінювання через плазмовий шар порівняно з монохроматичним [3,4]. У експериментах з практично стохастичним випромінюванням згаданий ефект підтверджено [4,5], а крім того, виявлене зниження пробивної потужності високочастотного газового розряду при заміні таким випромінюванням монохроматичного [4,6–8]. Проведено числові розрахунки зростання енергії пробної частинки у стохастичному полі у хвилеводі [9]. У якості елементарного фізичного механізму, що визначає особливості дії використаного випромінювання, розглядаються стрибки фази електромагнітного поля, а поле розглядається, так би мовити, як стохастичне актуально (якщо користуватись аналогією з поняттям актуальної нескінченності). Однак слід зазначити, що у межах класичної фізики поширений погляд на стохастичні процеси як на граничний спосіб опису в принципі детермінованих, хоча й дуже складних процесів (так би мовити, потенційно стохастичних, за аналогією з потенційною нескінченністю). Наприклад, замість того, щоб тримати десь інформацію про значення поля у величезній кількості точок для великої кількості моментів часу, іноді досить знати деякі усереднені параметри, але при цьому множина згаданих значень поля розглядається як така, що існує, і будь-яка обмежена кількість цих значень може бути, в принципі, отримана. Якщо виходити з такого підходу до стохастичних процесів та залишатись на матеріалістичній точці зору, вважаючи, що зміна способу опису системи дослідником не повинна впливати на значення вимірюваних величин, то природно виникає питання пошуку таких причин фізичних явищ, які б не залежали від способу опису. До того ж, для довільної залежності поля від часу

важко визначити поняття фази так, щоб її для даного моменту часу можна було обчислити за значеннями поля тільки у минулому, і будь-яка подальша зміна поля (наприклад, несподіване поновлення зростання після, здавалося б, виходу на максимум) не викликала б потреби переглянути значення фази, приписані минулим моментам часу.

У даній роботі запропоноване пояснення зростання енергії заряджених часток під дією зовнішнього випромінювання [2] без використання атрибутів стохастичного опису. Встановлюється зв'язок між рухом пробної зарядженої частинки під дією поля електромагнітного випромінювання та рухом електронів у джерелі поля, на основі якого виявляється, яка саме характеристика руху електронів у джерелі дає пробній частинці можливість здобути велике значення швидкості. Поєднання отриманих результатів з результатами робіт [1,2] дає деякі обмеження на характеристики поля випромінювання, обумовлені обмеженнями на рух електронів у джерелі. Підхід, використаний у даній роботі, не суперечить положенням робіт [1,2] і може розглядатися лише як альтернативний до підходу, використаного у роботах [3–9] для пояснення результатів експериментів.

1. ЗВ'ЯЗОК МІЖ РУХОМ ПРОБНОЇ ЧАСТИНКИ ТА РУХОМ ЕЛЕКТРОНІВ У ДЖЕРЕЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розглянемо рух пробної частинки, на яку діє електромагнітне поле, утворене електронами, що рухаються у обмеженій області на великій відстані від частинки. Поле, утворене рухом кожного з електронів, визначене потенціалами Ліенара-Віхерта [10]. Для напруженості \mathbf{E} , у точці \mathbf{r} у момент часу t , електричного поля, утвореного рухомим зарядом e з радіус-вектором \mathbf{r}_0 , маємо

$$\mathbf{E} = e(1 - \beta_{\parallel})^{-3} \{ R^{-2}(1 - \beta^2)(\mathbf{i} - \boldsymbol{\beta}) + c^{-2} R^{-1} [\mathbf{i}, [\mathbf{i} - \boldsymbol{\beta}, \mathbf{w}]] \},$$

де $\mathbf{i} = \mathbf{R}/R$, $R = |\mathbf{R}|$, $\mathbf{R}(t') = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0(t')$; c – швидкість світла, момент часу t' враховує запізнення сигналу і пов'язаний з \mathbf{r} та t рівністю $c(t - t') = R(t')$; $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$; $\beta = |\boldsymbol{\beta}|$; $\beta_{\parallel} = \boldsymbol{\beta} \mathbf{i}$; $\mathbf{v}(t') = d\mathbf{r}_0(t')/dt'$; $\mathbf{w}(t') = d\mathbf{v}(t')/dt'$. У хвилевій зоні, нехтуючи доданком з R^{-2} , отримуємо

$$\mathbf{E} \approx -ec^{-2} R^{-1} (1 - \beta_{\parallel})^{-3} \{ \boldsymbol{\beta}_{\perp} w_{\parallel} + (1 - \beta_{\parallel}) \mathbf{w}_{\perp} \},$$

де $\beta_{\perp} = \beta - \beta_{\parallel} \mathbf{i}$; $w_{\parallel} = w \mathbf{i}$; $w_{\perp} = w - w_{\parallel} \mathbf{i}$. Враховуючи, що $\partial t' / \partial t = (1 - \beta_{\parallel})^{-1}$, маємо рівності

$$(1 - \beta_{\parallel})^{-3} \{ \beta_{\perp} w_{\parallel} + (1 - \beta_{\parallel}) w_{\perp} \} = \\ = -c (\partial / \partial t) \{ (1 - \beta_{\parallel})^{-1} \beta_{\perp} \} = (\partial / \partial t)^2 \mathbf{r}_{0\perp},$$

де $\mathbf{r}_{0\perp} = \mathbf{r}_0 - r_{0\parallel} \mathbf{i}$; $r_{0\parallel} = \mathbf{r}_0 \mathbf{i}$, параметри руху електрона узяті для моменту часу t' , а похідні $(\partial / \partial t)$ узяті при фіксованому \mathbf{r} , і якщо, цікавлячись значеннями величин у рухомій точці перебування пробної частинки $\mathbf{r}_1(t)$, користуватись повною похідною (d/dt) , то враховуючи, що $\text{grad} t' = -c^{-1} (1 - \beta_{\parallel})^{-1} \mathbf{i}$, похідні $(\partial / \partial t)$ у цих рівностях можна замінити на $(1 - c^{-1} \mathbf{v}_1 \mathbf{i})(d/dt)$, де $\mathbf{v}_1(t) = d\mathbf{r}_1(t)/dt$. Узнявши суму за електронами у джерелі випромінювання та розглядаючи рух пробної частинки у нерелятивістському наближенні, для її прискорення w_1 одержуємо:

$$w_1 \approx -g r_e R^{-1} c (d/dt) \Sigma \{ (1 - \beta_{\parallel})^{-1} \beta_{\perp} \},$$

де g – відношення відношень заряду до маси, у пробної частинки та у електрона; $r_e = e^2 / (mc^2)$; m – маса електрона, і значення t' для різних електронів у джерелі різні. Інтегруючи за часом та вважаючи, що до початкового моменту часу пробна частинка та електрони у джерелі були нерухомими, у нерелятивістському щодо пробної частинки та першому за степенями R^{-1} наближенні отримуємо:

$$\mathbf{v}_1(t) \approx -g r_e R^{-1} c \Sigma \{ [1 - \beta_{\parallel}(t')]^{-1} \beta_{\perp}(t') \}, \quad (1)$$

$$\mathbf{r}_1(t) - \mathbf{r}_1(0) \approx -g r_e R^{-1} \Sigma \{ \mathbf{r}_{0\perp}(t') - \mathbf{r}_{0\perp}(0) \}. \quad (2)$$

Відповідне (1) співвідношення наведене у роботі [11]. Співвідношення (1,2) просто пов'язують рух пробної частинки з рухом електронів у джерелі випромінювання. Якби у джерелі був тільки один електрон, то рух частинки під дією утвореного електроном випромінювання був би, відповідно до (2), просто подібним (з урахуванням запізнення сигналу) до поперечного руху електрону, відбуваючись у протилежному напрямку. Але і у загальному випадку, якщо частинка під дією випромінювання у якийсь момент часу здобула велику швидкість, то необхідно умовою цього є велике значення суми у правій частині (1), визначеної швидкостями електронів у джерелі випромінювання у відповідні моменти часу у минулому, і не має значення, відбувається це систематично, у визначені творцями приладу моменти часу, чи несподівано, рухаються електрони досить просто чи дуже заплутано. Якщо ж швидкості електронів у джерелі вважати обмеженими якоюсь величиною, меншою від c , то швидкість пробної частинки підлягає обмеженню, яке дає права частина співвідношення (1), і необмежене зростання енергії пробної частинки з часом, як би не заплутувати рух електронів у джерелі, стає неможливим. Відзначимо, що для здобуття електронами великої швидкості бажана наявність тривалого одностороннього прискорення, що природно пов'язати з наявністю низькочастотних складових у їхньому русі, а значить, і у створюваному ними електромагнітному полі. Якщо ж вести мову про відповідний стаціонарний стохастичний процес, то імовірність появи інтервалів одностороннього прискорення з тривалістю, не меншою якоїсь, зростає з часом. Що стосується стрибків фази, то, якщо не цікавитись походженням

поля, можна навести приклади такої зміни поля, за якої його проекція на якийсь напрямок змінюється за знаком, величина залишається обмеженою, стрибків не має, а швидкість частинки під дією поля може зростати необмежено. Наприклад, коли поле змінюється з часом пропорційно до $\cos(\ln t)$, швидкість змінюється з часом пропорційно до $t \cos(\ln t - \pi/4)$. З іншого боку, якщо з урахуванням стрибків поле залишається періодичним, то у випадку, коли інтеграл від поля за часом у межах одного періоду дорівнює нулю, рух пробної частинки залишається періодичним, а у випадку, коли зазначений інтеграл відрізняється від нуля, до періодичного руху пробної частинки додається рівномірне прискорення, і коли здобута у такому прискоренні швидкість стає значно більшою від швидкості періодичного руху, зростання енергії частинки стає приблизно квадратичним за часом.

2. ВИМОГИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЖЕРЕЛА З ОБМЕЖЕННЯМИ

Викладене жодним чином не суперечить отриманим у роботах [1,2] висновкам про можливість необмеженого зростання енергії часток під дією відповідного поля. Це пов'язане, зокрема, з тим, що виведення, виконане у [1,2], використовує коефіцієнт кореляції певного вигляду $u(\tau) = \exp(-\tau/\tau_c)$ (у позначеннях роботи [2]), де τ_c – характерний час кореляції, а сам коефіцієнт $u(\tau)$ визначений рівністю $\langle E(t) E^*(t-\tau) \rangle = \langle |E(t)|^2 \rangle u(\tau)$, де зірочка позначає комплексне спряження, куточкові дужки – усереднення, E – амплітуду компоненти електричного поля, яка поряд з основною частотою ω входить у рівність

$$m (d/dt) v_1(t) = e E(t) \exp(-i\omega t) \quad (3)$$

для зміни компоненти v_1 швидкості пробної частинки. Виникає питання, як може бути утворене поле з таким коефіцієнтом кореляції. Якщо мова йде про дію на пробні частинки поля якогось незалежного від дослідників походження, то ставити таке питання недоречно. Якщо ж мова йде про активні експерименти, то отриманий у даній роботі висновок про неможливість необмеженого зростання енергії пробної частинки за наявності певних обмежень на рух електронів у джерелі випромінювання, у поєднанні з отриманими у [1,2] результатами, наприклад, з наведеною у роботі [2] рівністю

$$(d/dt) \langle |v_1|^2 \rangle = 2e^2 m^{-2} \langle |E|^2 \rangle \text{Re} \int_0^t u(\tau) \exp(-i\omega \tau) d\tau, \quad (4)$$

вказує, що у хвилевій зоні коефіцієнт кореляції поля, утвореного обмеженою кількістю електронів з обмеженими енергіями, які рухаються у обмеженій області простору, далеко від об'єкту дії поля, має задовольняти вимозі

$$\text{Re} \int_0^{\infty} u(\tau) \exp(-i\omega \tau) d\tau = 0. \quad (5)$$

Слід підкреслити, що для тих способів утворення електромагнітного випромінювання, при яких процеси виходять за межі хоча б одного з написаних обмежень, наприклад, коли електромагнітне поле для активних експериментів у іоносфері створюється пучком, що проходить через іоносферу, результати, отримані у даній роботі, можуть бути незастосо-

вими, вимога (5) на коефіцієнт кореляції знімається, і результат роботи [2] про можливість необмеженого зростання енергії частинки під дією поля, утвореного таким способом, залишається в силі.

Звичайно, вимога (5), визначена обмеженням на енергію електронів у джерелі випромінювання, необхідна, але не достатня для того, щоб функція $u(\tau)$ була коефіцієнтом кореляції поля випромінювання, утвореного приладом з таким обмеженням. Подібно до (5), можна отримати вимогу, пов'язану з обмеженням на розміри приладу. Так саме, як у роботі [2] з рівності (3) була отримана рівність (4), з рівності $(d/dt')_{x_0=v}$ отримуємо

$$(d/dt') \langle |x_0|^2 \rangle = 2 \langle |v|^2 \rangle \operatorname{Re} \int_0^{t'} b(\tau) d\tau,$$

де $b(\tau)$ – коефіцієнт кореляції швидкості, визначений рівністю $\langle v(t)v^*(t-\tau) \rangle = \langle |v(t)|^2 \rangle b(\tau)$, і за наявності обмеження на розмір джерела випромінювання отримуємо вимогу

$$\operatorname{Re} \int_0^\infty b(\tau) d\tau = 0. \quad (6)$$

Кореляційна функція похідної від стаціонарного процесу дорівнює узятій з протилежним знаком другій похідній від кореляційної функції самого процесу [12], у зв'язку з чим

$$\langle |dv/dt'|^2 \rangle u(\tau) \exp(-i\omega\tau) = -\langle |v|^2 \rangle (d^2/d\tau^2) b(\tau),$$

і якщо вважати, що коефіцієнт кореляції досить швидко спадає при $\tau \rightarrow \infty$, і відповідні функції інтегровані, то з урахуванням вимоги (6) отримуємо вимогу

$$\operatorname{Re} \int_0^\infty \tau^2 u(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau = 0,$$

пов'язану з обмеженням на розміри приладу.

3. ЗАСТОСУВАННЯ ДО ТЛУМАЧЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

У наведених у даній роботі співвідношеннях для руху пробної частинки було враховане тільки поле джерела; іншими полями, зокрема, полем взаємодії між пробними частинками (коли їх багато), було знехтуване. Тож отримані співвідношення далеко не повною мірою описують, наприклад, випадок, коли пробними частинками є електрони плазми. Але якщо середовище, на яке діє поле, поводить себе як лінійне, то сукупна дія поля на середовище може бути досліджена підсумовуванням дії окремих гармонік розкладу поля у інтеграл або ряд Фур'є. Будь-яка модифікація синусоїди зі збереженням періодичності з тим саме періодом відповідає появі вищих гармонік, і якщо модифікація містить стрибок, то амплітуди гармонік розкладу поля у ряд Фур'є спадають з номером гармонік обернено пропорційно до їхніх частот; а якщо модифікація (зокрема, стрибок) відбувається хоча й періодично, але один раз на кілька періодів синусоїди, то це відповідає появі гармоніки з частотою, у відповідне число разів меншою, та гармонік з частотами, кратними вже цій частоті.

З урахуванням викладеного, з'являється можливість альтернативного тлумачення результатів експериментів з проходження випромінювання через плазму та запалювання розряду. Те випромінювання, яке на практиці кваліфікується як стохастичне, містить безліч гармонік: як із високими частотами,

які добре проходять через плазму [3–5], так і з низькими, які дозволяють знизити пробивну потужність розряду [4,6–9] (при дуже низькій частоті поріг пробиття визначається величиною поля, незалежно від дуже слабкої потужності випромінювання, яке, формально, супроводжує змінне поле). Тож відповідні ефекти можуть бути пояснені впливом відповідних гармонік.

В той же час слід відзначити, що такі генератори, які на практиці розглядаються як стохастичні, імовірно, є приладами, найзручнішими у використанні та найпростішими з тих, що дають можливість одночасної генерації гармонік досить великої потужності у широкому діапазоні частот, а аналіз наслідків тієї чи іншої послідовності стрибків фаз, поряд із аналізом впливу гармонік, є одним з можливих способів дослідження відповідних явищ.

Автор вдячний Я.Б. Файнбергу, В.І. Карасю, В.А. Балакіреву, Г.В. Сотнікову, І.М. Оніщенко та В.О. Буцу за обговорення та цінні критичні зауваження.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро. Квазилинейная теория слаботурбулентной плазмы с учетом корреляции электрических полей // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1965, т.49, в.1(7), с.329-334.
2. Ю.П. Блюх, М.Г. Любарский, В.О. Подобинский, Я.Б. Файнберг. Нагрев ионосферной плазмы стохастическим электромагнитным излучением // *Физика плазмы*. 1993, т.19, №3, с.442-444.
3. V.I. Karas', V.D. Levchenko. Penetration of microwave with a stochastic jumping phase (MSJP) into overdense plasmas and electron collisionless heating by it // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2003, №4, с.133-136.
4. В.И. Карась, Я.Б. Файнберг, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, Р. Бингхам, И.В. Гавриленко, В.Д. Левченко, М. Лонгано, В.И. Мирный, И.Ф. Потапенко, А.Н. Старостин. Взаимодействие с плазмой или газами микроволнового излучения со стохастически прыгающей фазой // *Физика плазмы*. 2005, т.31, №9, с.810-822.
5. А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, И.А. Загребельный, Н.М. Землянский, В.И. Карась, Я.Б. Файнберг, С.И. Солодовченко, А.Ф. Штань. Экспериментальное исследование прохождения микроволнового излучения со стохастически прыгающей фазой (МВИСПФ) в сверхплотной плазме // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2003, №4, с.69-73.
6. В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, Р. Бингхам, В.И. Мирный, И.В. Гавриленко, И.А. Загребельный, И.Ф. Потапенко, В.А. Ус. Пробой и поддержание разряда в газе низкого давления СВЧ-излучением со стохастически прыгающей фазой (I) // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2006, №5, с.54-58.

7. V.I. Karas', A.F. Alisov, A.M. Artamoshkin, R. Bingham, I.V. Gavrilenko, A.G. Zagorodny, I.A. Zagrebel'ny, M. Lontano, V.I. Mirny, I.F. Potapenko, V.I. Us. Breakdown and discharge in low pressure gas created by a microwave radiation undergoing stochastic phase jumping (II) // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика плазмы»*. 2006, №6, с.163-165.
8. А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, В.И. Голота, В.И. Карась, И.В. Карась, С.Н. Маньковский, В.И. Мирный, Г.В. Таран. Зависимость пороговой мощности пробоя от давления газа в различных режимах работы генератора СВЧ-излучения со скачками фазы // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2008, №4, с.199-203.
9. И.А. Загребельный, П.И. Марков, В.О. Подобинский. О пробое в коаксиальном волноводе атомарного газа со стохастически прыгающей фазой // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2008, №4, с.195-198.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1988, с.215-218.
11. В.Н. Остроушко. Моделирование некоторых эффектов стохастического нагрева в задаче с детерминированным электрическим полем // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 1998, №1, с.81.
12. С.М. Рытов. *Введение в статистическую радиофизику. Ч.1 Случайные процессы*. М.: «Наука», 1976, с.268.

Статья поступила в редакцию 14.05.2010 г.

EFFECT OF MOTION SIMILARITY AT INTERACTION THROUGH ELECTROMAGNETIC RADIATION AND STOCHASTIC HEATING BY EXTERNAL SOURCE

V.M. Ostroushko

Correspondence between motion of probe charged particle under action of electromagnetic radiation and motion of electrons in source of the radiation is found. Some restrictions on radiation characteristics caused by restrictions on electron motion in source are obtained. Explanation of charged particles energy growth possibility under action of external radiation without use of stochastic attributes is proposed.

ЭФФЕКТ ПОДОБИЯ ДВИЖЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧЕРЕЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И СТОХАСТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ

В.Н. Остроушко

Установлена связь между движением пробной заряженной частицы под действием электромагнитного излучения и движением электронов в источнике этого излучения. Получены некоторые ограничения на характеристики излучения, обусловленные ограничениями на движение электронов в источнике. Предложено пояснение возможности роста энергии заряженных частиц под действием внешнего излучения без использования атрибутов стохастичности.