

Р. Р. Ломпей, В. М. Симулик

## Випромінювання точкового заряду та принцип еквівалентності

(Представлено академіком НАН України С. В. Пелетмінським)

*The criterion of point charge radiation, which is invariant with respect to the choice of an arbitrary, in particular, non-inertial frame of reference within the consistent radiation theory is obtained. On this basis, the validity of the principle of equivalence of inertia and gravitation in the presence of electromagnetic processes is proved.*

1. У класичній електродинаміці існує декілька нееквівалентних означень електромагнітного випромінювання: класичне, діраківське та теїтельбомівське. Найбільш послідовним серед них є означення, запропоноване Теїтельбомом [1, 2] (про недоліки класичного та діраківського означень див. у [3]). Воно базується на розщепленні тензора енергії — імпульсу (ТЕІ) електромагнітного поля, вираженого через записуючі потенціали Лієнара–Віхерта  $\mathbf{T}_{\text{ret}}$  на дві динамічно незалежні частини — ТЕІ зв'язаної частини поля  $\mathbf{T}_I$  та ТЕІ випромінювання  $\mathbf{T}_{II}$ :  $T_{\text{ret}}^{\mu\nu} = T_I^{\mu\nu} + T_{II}^{\mu\nu}$ , причому  $\partial_\nu T_I^{\mu\nu} = \partial_\nu T_{II}^{\mu\nu} = 0$  поза світовою лінією частинки. Кожний терм цього розщеплення є тензором. Тому факт наявності або відсутності випромінювання є абсолютним, не залежним від вибору системи відліку (СВ). Тензор  $\mathbf{T}_{II}$  має вигляд

$$T_{II}^{\mu\nu} = w c^\mu c^\nu, \quad w \equiv \frac{e^2}{16\pi^2 \varepsilon_0} \frac{\ddot{a}_\perp^2}{\rho^4} \quad (1)$$

(ми використовуємо позначення, введені в [3]) і за своєю структурою збігається з ТЕІ ізотропного пилу із густиною енергії  $w$ . Легко встановити, що ТЕІ  $\mathbf{T}_{II}$  має такі властивості: а) густина енергії випромінювання невід'ємна  $w \geq 0$ ; б) згусток електромагнітної енергії з густиною 4-імпульсу  $\Pi_{II}^\mu \equiv w c^\mu$  поширюється, не розсіюючись ( $\partial_\mu \Pi_{II}^\mu = 0$ ), вздовж ізотропної геодезичної ( $c^\nu \partial_\nu c^\mu = 0$ ); в) потік електромагнітної енергії через поверхню світлового конуса з вершиною в точці випромінювання дорівнює нулю; г) кількість енергії, що проходить через довільну поверхню, не залежить від часткового вибору поверхні.

В теорії Теїтельбома потужність випромінювання  $DP_{II}$  в деякий момент часу  $\theta$  залежить лише від кінематичних характеристик руху заряду (його швидкості  $v$  та прискорення  $a$ ) в той самий момент часу:

$$DP_{II}^\mu(\theta) = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0} a^2(\theta) v^\mu(\theta). \quad (2)$$

Оскільки  $DP_{II} = 0$  тоді і тільки тоді, коли  $\mathbf{a}(\theta) = 0$ , то сформулюємо критерій випромінювання у вигляді зв'язку між фактом породження випромінювання зарядом і його кінематичними характеристиками: заряд не випромінює тоді і тільки тоді, коли він рухається по геодезичній. Завдяки своїй геометричній формі, критерій випромінювання є нечутливим до вибору СВ. Тому факт породження випромінювання є абсолютним; якщо заряд випромінює в будь-якій одній СВ, то він випромінюватиме також і у всіх інших.

Із аналізу Тейтельбома також випливає, що класичне рівняння Абрагама–Лоренца–Дірака

$$ma^\mu = F_{\text{ext}}^\mu + F_{\text{rad}}^\mu(z), \quad F_{\text{ext}}^\mu \equiv eF_{\text{in}}^{\mu\nu}(z)v_\nu, \quad F_{\text{rad}}^\mu(z) \equiv \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0}(Da^\mu - a^2v^\mu) \quad (3)$$

є не рівнянням руху точкової зарядженої частинки у зовнішньому електромагнітному полі  $\mathbf{F}_{\text{in}}$  із врахуванням сили радіаційного тертя  $\mathbf{F}_{\text{rad}}$ , а рівнянням балансу 4-імпульсу комплексу  $\mathbf{P}_{\text{com}}$  [3], випромінювання  $\mathbf{P}_{II}$  та 4-імпульсу, поглиненого із зовнішнього поля  $\mathbf{P}_{\text{mix}}$ :

$$DP_{\text{mix}}^\mu(\theta) + DP_{\text{com}}^\mu(\theta) + DP_{II}^\mu(\theta) = 0. \quad (4)$$

Рівняння балансу (4) читається так: 4-імпульс, поглинений із зовнішнього електромагнітного поля  $d\mathbf{P}_{\text{mix}}$ , витрачається на приріст 4-імпульсу комплексу  $d\mathbf{P}_{\text{com}}$  та на створення 4-імпульсу випромінювання  $d\mathbf{P}_{II}$ . Із явного вигляду величин  $d\mathbf{P}_{\text{com}}$  та  $d\mathbf{P}_{II}$  випливає, що комплекс може як отримувати так і віддавати 4-імпульс зовнішньому полю, в той час як випромінювання 4-імпульс може лише отримувати, але не віддавати.

**2. Випромінювання рівноприскореного заряду.** Як тейтельбомівське розщеплення ТЕІ, так і критерій випромінювання, сформульовані у інваріантній, не залежній від вибору СВ формі. Тому вони є особливо зручними для розгляду процесу випромінювання з точки зору різних систем відліку та аналізу питання про виконання ейнштейнівського принципу еквівалентності в електродинамічних процесах. Актуальність такої задачі зрозуміла з робіт [4–11].

Критерій випромінювання дозволяє одразу визначити — чи випромінюють заряд, що рухається інерціально, та рівноприскорений заряд, причому, як з точки зору інерціальної системи відліку (ІСВ)  $K$ , так і з точки зору рівноприскореної системи відліку (РПСВ)  $K_a$ . Справді: (1) заряд, який знаходиться в стані спокою в ІСВ  $K$ , рухається по геодезичній, і отже не випромінює; (2) рівноприскорений відносно ІСВ  $K$  заряд, рухається із прискоренням  $\mathbf{a}$  (отже, не по геодезичній), а тому випромінює; (3) заряд, який знаходиться в стані спокою в РПСВ  $K_a$ , має прискорення  $\mathbf{a}$  (отже, рухається не по геодезичній), а тому випромінює; (4) незакріплений у РПСВ  $K_a$  заряд рухається по геодезичній і, отже, не випромінює.

Існують точки зору, що рівноприскорений заряд не випромінює взагалі [6, 8, 9], або випромінює при розгляді процесу із ІСВ  $K$  і не випромінює при розгляді процесу із РПСВ  $K_a$  [4, 10, 11]. Причина таких розбіжностей полягає в тому, що випадок рівноприскореного руху заряду, порівняно з іншими випадками, має деякі специфічні особливості. Розглянемо їх.

Для уникнення будь-яких неоднозначностей дамо означення понять рівноприскореного руху та рівноприскореної системи відліку, якими ми користуватимемося.

Як і у класичній механіці, в релятивістській механіці рівноприскореним рухом частинки називають рух під дією сталої 3-сили  $\mathbf{F} = \text{const}$ . Якщо рівноприскорений рух здійснюється в напрямку дії сили, то такий рух називають гіперболічним. У випадку, коли сила направлена вздовж осі  $OX$ , так що  $\mathbf{F} = (F, 0, 0)$ , закон гіперболічного руху має вигляд:

$$\{z^\mu(\tau)\} = (a^{-1} \sinh a\tau, a^{-1} \cosh a\tau, 0, 0). \quad (5)$$

Ізотропні гіперплощини  $X^0 - X^1 = 0$  та  $X^0 + X^1 = 0$  є для частинки горизонтами подій майбутнього

Згідно з монадним методом задання систем відліку (СВ) [12], в теорії відносності під системою відліку розуміють часоподібну конгруенцію, тобто сукупність часоподібних ліній,

таких, що через кожен точку простору Мінковського проходить одна і тільки одна лінія із цієї сукупності. Основними характеристиками СВ є вектор прискорення  $a^\mu \equiv U^\alpha \nabla_\alpha U^\mu$ , тензор швидкості обертання  $A_{\mu\nu} \equiv h_\mu^\alpha h_\nu^\beta \nabla_{[\mu} U_{\nu]}$  та тензор швидкості деформації  $D_{\mu\nu} \equiv h_\mu^\alpha h_\nu^\beta \nabla_{(\mu} U_{\nu)}$ , де  $U^\mu$  – поле модад – поле одиничних часоподібних векторів, дотичних до ліній конгруенції;  $h_\beta^\alpha \equiv (U^\alpha U_\beta + \delta^\alpha_\beta)$  – проектор на власний 3-простір спостерігача, а  $\nabla_\nu$  – коваріантна похідна.

На відміну від нерелятивістського випадку, означення РПСВ в теорії відносності не є тривіальним і, навіть, не є однозначним. Для її побудови введемо такі вимоги. По-перше, очевидно, частинка, що рухається гіперболічно, повинна покоїтися у РПСВ. Це означає, що одна зі світових ліній РПСВ повинна збігатися зі світовою лінією цієї частинки. Проте всі інші світові лінії СВ залишаються при цьому довільними. Використаємо цю свободу і, по-друге, вимагатимемо, щоб РПСВ була жорсткою СВ без обертання ( $D_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} = 0$ ). Виявляється, цю вимогу можна задовольнити не в усьому просторі Мінковського, а лише в області  $(X^1)^2 - (X^0)^2 > 0$ ,  $X^1 > 0$  (назвемо її квадрантом I). Тоді в хронометричній калібровці [12] в квадранті I координати РПСВ  $t, x, y, z$  будуть пов'язані із координатами ІСВ перетвореннями Меллера–Ріндлера

$$I: \{T = x \sinh at, X = x \cosh at, Y = y, Z = z\}. \quad (6)$$

Електромагнітне поле, створюване зарядом, який рухається гіперболічно, в секторі I РПСВ  $K_a$ , має вигляд

$$\left\{ E^x = \frac{e}{\pi \varepsilon_0} \frac{x(x^2 - l^2 - 1/a^2)}{a \xi^3}, E^l = \frac{2e}{\pi \varepsilon_0} \frac{x(xl)}{a \xi^3}, E^\varphi = 0, \mathbf{H} = 0 \right\}, \quad (7)$$

$$\xi \equiv \sqrt{\left(x^2 + l^2 - \frac{1}{a}\right)^2 + \frac{4l^2}{a^2}}, \quad l^2 \equiv y^2 + z^2.$$

Як видно із останньої формули, магнітне поле дорівнює нулю, а отже і дорівнює нулю потік енергії. Створюване зарядом поле є чисто електростатичним. На основі цього факту, здавалося б, можна прийти до висновку, що з точки зору РПСВ заряд, який рухається гіперболічно, не випромінює, хоча він і випромінює з точки зору ІСВ. Однак такий висновок суперечить як загальній теорії випромінювання, так і критерію випромінювання. Щоб прояснити ситуацію, повернемося до загального випадку, коли заряджена частинка рухається довільним чином.

Обчислення інваріантів поля, створюваного зарядом, який рухається довільним чином,

$$I^{(1)} \equiv F_{\text{ret}\alpha\beta} F_{\text{ret}}^{\alpha\beta} = -2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2) = -2 \frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0)^2 \rho^4}, \quad (8)$$

$$I^{(2)} \equiv {}^* F_{\text{ret}\alpha\beta} F_{\text{ret}}^{\alpha\beta} = 4\mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 0,$$

де  $\mathbf{E}$  та  $\mathbf{H}$  – вектори спостережуваних напруженостей електричного та магнітного полів, відповідно, показують, що завжди можна вибрати СВ так, щоб у ній в кожній точці виконувалися рівності

$$\mathbf{H} = 0, \quad |\mathbf{E}| \equiv \sqrt{\mathbf{E}^2} = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 \rho^2}, \quad (9)$$

тобто магнітне поле було відсутнє, а електричне поле мало кулонівську залежність від віддалі. В термінології Пірані [13], назвемо таку СВ системою відліку, що слідує за полем, створюваним точковим зарядом. Явний вигляд монади цієї СВ  $\mathbf{U}$  та вектора напруженості електричного поля  $\mathbf{E}$  у ній такий:

$$\mathbf{U} = \left(1 + \frac{\check{a}_\perp^2}{2}\right) \mathbf{v} + \frac{\check{a}_\perp^2}{2} \mathbf{n} + \check{\mathbf{a}}_\perp, \quad (10)$$

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\rho^2} \mathbf{k}; \quad \mathbf{k} \equiv -\frac{\check{a}_\perp^2}{2} \mathbf{v} + \left(1 + \frac{\check{a}_\perp^2}{2}\right) \mathbf{n} - \check{\mathbf{a}}_\perp; \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0; \quad \mathbf{k}^2 = 1. \quad (11)$$

Виявляється, така СВ не єдина. Якщо здійснити перетворення бусту вздовж напрямку електричного поля  $\mathbf{k}$  з довільним параметром швидкості  $\alpha$

$$\{\mathbf{U}' = \cosh \alpha \mathbf{U} + \sinh \alpha \mathbf{k}, \mathbf{k}' = \sinh \alpha \mathbf{U} + \cosh \alpha \mathbf{k}\}, \quad (12)$$

то в отриманій таким способом новій (штрихованій) СВ також буде

$$\mathbf{H}' = 0, \quad \mathbf{E}' = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\rho^2} \mathbf{k}', \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0; \quad \mathbf{k}^2 = 1. \quad (13)$$

Чи означає це, що заряд, який рухається довільним чином, не випромінює відносно СВ, що слідує за полем? Звичайно ж ні! Як ми бачили, як поняття випромінювання, так і процес випромінювання є абсолютними, інваріантними відносно вибору СВ. Випромінювання характеризується загальноковаріантним ТЕІ  $\mathbf{T}_{II}$  (1), який до того ж є форм-інваріантним відносно зміни СВ. Потужність випромінюваного 4-імпульсу описується загальноковаріантним 4-вектором  $D\mathbf{P}_{II}$  (2). Як же узгодити нульовий потік енергії у СВ, що слідує за полем при ненульових  $\mathbf{T}_{II}$  та  $D\mathbf{P}_{II}$ ? Справа в тому, що повне магнітне поле  $\mathbf{H}$  є сумою магнітного поля, зв'язаного із зарядом  $\mathbf{H}_I$ , та магнітного поля випромінювання  $\mathbf{H}_{II}$ . Тому рівність нулю повного магнітного поля  $0 = \mathbf{H}_I + \mathbf{H}_{II}$  означає просто, що магнітне поле, частини, зв'язаної із зарядом, компенсує магнітне поле випромінювання:  $\mathbf{H}_I = -\mathbf{H}_{II}$ .

В загальному випадку, СВ, що слідує за полем, не є жорсткою:  $D_{\mu\nu} \neq 0$ . Однак, використовуючи свободу (12), можна спробувати відшукати серед 1-параметричної сім'ї СВ, що слідує за полем, жорстку СВ (якщо, звичайно, для даного руху заряду вона існує). Для заряду, що здійснює гіперболічний рух, це справді вдається зробити, причому побудована жорстка СВ, що слідує за полем, в точності збігається із РПСВ у секторі  $I$  (6).

Безпосередні обчислення для випадку рівноприскореного заряду напруженостей поля, зв'язаного із зарядом, та поля випромінювання приводять до результату

$$\left\{ \begin{array}{l} E_I^x = \frac{e}{\pi\epsilon_0 a} \frac{x x^2 + l^2 - 1/a}{\xi^3}; \quad cH_I^x = 0 \\ E_I^y = \frac{e}{\pi\epsilon_0 a} \frac{y x^2 + l^2 + 1/a}{\xi^3}; \quad cH_I^y = -\frac{e}{\pi\epsilon_0 a^2 x \xi^2} z \\ E_I^z = \frac{e}{\pi\epsilon_0 a} \frac{z x^2 + l^2 + 1/a}{\xi^3}; \quad cH_I^z = +\frac{e}{\pi\epsilon_0 a^2 x \xi^2} y \end{array} \right\}, \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{II}^x = -\frac{2e}{\pi\varepsilon_0} \frac{x}{a} \frac{l^2}{\xi^3}; \quad cH_{II}^x = 0 \\ E_{II}^y = \frac{e}{\pi\varepsilon_0} \frac{y}{a} \frac{x^2 - l^2 - 1/a}{\xi^3}; \quad cH_{II}^y = +\frac{e}{\pi\varepsilon_0} \frac{z}{a^2 x \xi^2} \\ E_{II}^z = \frac{e}{\pi\varepsilon_0} \frac{z}{a} \frac{x^2 - l^2 - 1/a}{\xi^3}; \quad cH_{II}^z = -\frac{e}{\pi\varepsilon_0} \frac{y}{a^2 x \xi^2} \end{array} \right\} \quad (15)$$

в РПСВ в секторі  $I$ . З останньої формули явно видно, що співвідношення  $\mathbf{H}_I + \mathbf{H}_{II} = 0$  справді має місце.

Іншим фактом, який звичайно наводять як аргумент на користь того, що рівноприскорений заряд не випромінює, є рівність нулю сили радіаційного тертя. Дійсно, підстановка закону гіперболічного руху (5) у вираз для сили радіаційного тертя (3) дає  $\mathbf{F}_{\text{rad}} = 0$ . Звідси випливає, що рівноприскорений заряд не випромінює, оскільки йому просто немає з чого випромінювати.

Нагадаємо, що рівняння Абрагама–Лоренца–Дірака не є рівнянням руху точкової зарядженої частинки із врахуванням сили радіаційного тертя, а є рівнянням балансу 4-імпульсу, поглиненого із зовнішнього поля, 4-імпульсу комплексу та 4-імпульсу, який відноситься до випромінювання. Сила радіаційного тертя  $\mathbf{F}_{\text{rad}}$  не описує втрати на випромінювання. Швидкість породження 4-імпульсу випромінювання визначається виразом (2), який є лише частиною  $\mathbf{F}_{\text{rad}}$ . Інша частина (так званий шоттлівський член) відноситься до комплексу. Тому рівність нулю сили радіаційного тертя при рівноприскореному русі заряду означає не відсутність випромінювання, а лише той факт, що при рівноприскореному русі 4-імпульс, який відноситься до випромінювання, черпається із 4-імпульсу комплексу.

Таким чином, випадок рівноприскореного заряду принципово нічим не відрізняється від усіх інших випадків. Специфічним для рівноприскореного руху є лише те, що жорстка СВ, яка слідує за полем заряду, збігається з РПСВ у секторі  $I$ , і що 4-імпульс, який відноситься до випромінювання, черпається із 4-імпульсу комплексу.

**3. Випромінювання заряду, який покоїться або вільно падає в статичному гравітаційному полі.** Теорія випромінювання у псевдорімановому просторі-часі може бути розвинена як узагальнення теорії випромінювання Тейтельбома. Основи її були закладені в піонерській роботі ДеВітта та Брьоме [14]. Аналогічно випадку псевдоевклідового простору-часу, запічнюючий ТЕІ електромагнітного поля можна розщепити на дві динамічно незалежні частини [15]:  $T_{\text{ret}}^{\mu\nu} = T_I^{\mu\nu} + T_{II}^{\mu\nu}$ , причому  $\nabla_\mu T_I^{\mu\nu} = \nabla_\mu T_{II}^{\mu\nu} = 0$  поза світовою лінією частинки. Зазначимо, що ТЕІ випромінювання  $\mathbf{T}_{II}$  і у цьому випадку має ту ж саму структуру (1) і властивості (а)–(г), що і у просторі Мінковського. Як і у випадку простору Мінковського, ми ототожнюємо ТЕІ  $\mathbf{T}_{II}$  із випромінюванням. Тоді критерій випромінювання, сформульований у розділі 1 для простору Мінковського, в точності в тій самій формі переноситься і на випадок викривленого простору-часу: заряд не випромінює тоді і тільки тоді, коли він рухається по геодезичній.

Критерій випромінювання дозволяє одразу відповісти на запитання, чи випромінюватиме вільно падаючий заряд та заряд, закріплений у однорідному статичному гравітаційному полі, причому як з точки зору СВ  $K_g$  з однорідним статичним гравітаційним полем напруженості  $g$ , так і з точки зору СВ  $K_{ag}$ , що вільно падає в цьому гравітаційному полі. Справді, (5) заряд, який покоїться в СВ з гравітаційним полем  $K_g$ , рухається не по геодезичній (для того щоб заряд покоївся в СВ  $K_g$ , він повинен утримуватися зовнішньою силою, яка компенсує силу тяжіння і відхиляє заряд від геодезичного руху), а тому випромінює;

Таблиця 1

Випадок	СВ	Заряд	Випромінювання
1	$K$	знаходиться в стані спокою	—
2	$K$	прискорений	+
3	$K_a$	знаходиться в стані спокою	+
4	$K_a$	прискорений	—
5	$K_g$	знаходиться в стані спокою	+
6	$K_g$	прискорений	—
7	$K_{ag}$	знаходиться в стані спокою	—
8	$K_{ag}$	прискорений	+

Знак “+” — заряд випромінює, “—” — заряд не випромінює.

(6) незакріплений у СВ  $K_g$  заряд вільно падає, тобто рухається по геодезичній, і, отже, не випромінює; (7) заряд, який знаходиться в стані спокою у вільнопадаючій СВ  $K_{ag}$ , також вільно падає (тобто, рухається по геодезичній), і, отже, не випромінює; (8) заряд, закріплений у СВ  $K_g$ , відносно СВ  $K_{ag}$  рухається із прискоренням  $a = g$ , а тому випромінює.

Як і при рівноприскореному русі, випадок, коли заряд, що знаходиться в стані спокою в статичному гравітаційному полі, має специфічні властивостей, повністю аналогічні особливостям рівноприскореного руху. А саме, електромагнітне поле, створюване таким зарядом, є чисто електростатичним, а сила радіаційного тертя дорівнює нулю. Тому, здавалося б, він не повинен випромінювати, що суперечило б критерію випромінювання. Розв’язання парадоксу таке саме, як і у випадку рівноприскореного заряду. Магнітне поле відсутнє у СВ зі статичним гравітаційним полем, тому що ця СВ збігається із СВ, що слідує за полем, і в ній магнітне поле зв’язаної частини поля компенсує магнітне поле випромінювання. А рівність нулю сили радіаційного тертя означає, що 4-імпульс, який уноситься випромінюванням, черпається із 4-імпульсу комплексу.

**4. Принцип еквівалентності.** Проведений у попередніх розділах аналіз дозволяє однозначно відповісти на запитання — чи виконується ейнштейнівський принцип еквівалентності (ПЕ) в електродинамічних явищах, які включають процеси випромінювання.

Наведемо отримані в розділах 2 та 4 результати стосовно випромінювання заряду в інерціальній системі відліку  $K$ , рівноприскореній системі відліку  $K_a$ , системі відліку з однорідним гравітаційним полем напруженості  $g$   $K_g$  та системі відліку, яка вільно падає в однорідному гравітаційному полі  $K_{ag}$ , у вигляді табл. 1.

Порівняння між собою випадків 1 та 7, 2 і 8, 3 та 5, 4 та 6 показує, що в усіх розглянутих ситуаціях принцип еквівалентності має місце.

*Роботу виконано за підтримки ДФФД України, договір № Ф7/458-2001.*

1. *Teitelboim C.* Splitting of the Maxwell tensor: radiation reaction without advanced fields // *Phys. Rev.* — 1970. — **D1**. — P. 1572–1582.
2. *Teitelboim C.* Splitting of the Maxwell tensor. II. Sources // *Ibid.* — 1971. — **D3**. — P. 297–298.
3. *Косяков Б. П.* Излучение в электродинамике и теории Янга–Миллса // *Теорет. мат. физ.* — 1992. — **162**. — С. 161–176.
4. *Гинзбург В. Л., Ерошенко Ю. Н.* Еще раз о принципе эквивалентности // *Успехи физ. наук.* — 1995. — **165**. — С. 205–211.
5. *Логунов А. А., Мествиршвили М. А., Чугреев Ю. В.* Принцип эквивалентности // *Теорет. мат. физ.* — 1994. — **99**. — С. 121–140.
6. *Singal A. K.* The equivalence principle and an electric charge in a gravitational field II. A uniformly accelerated charge does not radiate // *Gen. Rel. Grav.* — 1997. — **29**. — P. 1371–1390.
7. *Parrott S.* Radiation from a uniformly accelerated charge and the equivalence principle // *Found. Phys.* — 2002. — **32**. — P. 407–440.

8. Паули В. Теория относительности. – Москва: Наука, 1991. – 228 с.
9. Drukey D. L. Radiation from a uniformly accelerated charge // Phys. Rev. – 1949. – **76**. – P. 543–544.
10. Harpaz A., Soker N. Radiation from a uniformly accelerated charge // Gen. Rel. Grav. – 1998. – **30**. – P. 1217–1227.
11. Rohrlich F. Classical charged particles. – Redwood City, CA: Addison-Wesley, 1965. – 420 p.
12. Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. – Москва: Энергоатомиздат, 1982. – 256 с.
13. Pirani F. A. E. Invariant formulation of gravitational radiation theory // Phys. Rev. – 1957. – **105**. – P. 1089–1099.
14. DeWitt B. S., Brehme R. W. Radiation damping in a gravitational field // Ann. Phys. – 1960. – **9**. – P. 220–259.
15. Villarroel D. Radiation from electron in curved spaces // Phys. Rev. – 1975. – **D11**. – P. 1383–1386.

*Ужгородський національний університет  
Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород*

*Надійшло до редакції 26.03.2007*