

# ПРИНЦИП ЕКВІВАЛЕНТНОСТІ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ТОЧКОВИХ ЗАРЯДІВ

Р.Р.Ломпей, С.Ю.Медведєв

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул. Волошина, 54

Сформульовано критерій випромінювання точкового заряду у формі, зручній для аналізу проблеми випромінювання відносно різних систем відліку, в тому числі неінерціальних і при наявності гравітаційного поля. На основі цього критерію проаналізована дискусія в сучасній фізичній літературі з питання: “чи порушують електромагнітні процеси принцип еквівалентності?” Показано, що при послідовному використанні сформульованого критерію випромінювання універсальність принципу еквівалентності зберігається.

## 1. Вступ

Згідно з принципом еквівалентності (ПЕ), немає таких фізичних явищ, з допомогою яких можна було б локально розрізнити гравітаційне поле від сил інерції, які виникають у системі відліку (СВ), що рухається з відповідним прискоренням. Експериментальне підтвердження цього принципу на сьогоднішній день існує лише для механічних явищ, а саме: в дослідах Етвеша [1], пізніше – Ролла, Кроткова, Дікке [2] та Брагінського [3] з дуже високою ступінню точності встановлена рівність “важкої” та “інертної” мас. Але в останні роки у фізичній літературі з'явилися міркування щодо можливості розрізнити сили тяжіння та сили інерції, вивчаючи їх вплив на випромінювання точкового заряду [7-12]. Це привело до виникнення інтенсивної дискусії між провідними фізиками-теоретиками, зокрема між О.О.Логуновим та В.Л.Гінзбургом [4-8]. При цьому виявилось, що навіть сучасне розуміння явища випромінювання електромагнітних хвиль точковим зарядом потребує уточнення. Зокрема, традиційно вважається, що заряд, який рухається без прискорення, не випромінює електромагнітних хвиль, а випромінює лише той заряд, що рухається з прискоренням. Але є дві суттєво різні ситуації, коли заряд рухається з

прискоренням: 1) спостерігач зв'язаний з інерціальною системою відліку (ІСВ), а заряд рухається з прискоренням відносно нього під дією певної сили; 2) заряд зв'язаний з ІСВ, а прискорено рухається спостерігач (теж під дією певної сили). Чи буде спостерігач фіксувати випромінювання точкового заряду в обох випадках? В.Л.Гінзбург відповідає на це питання “так”, а О.О.Логунов – “ні” (випромінюватиме заряд тільки у випадку 1). Ця протилежність позицій приводить цих вчених і до протилежних висновків щодо універсальності ПЕ. В.Л.Гінзбург вважає, що електромагнітні процеси не порушують ПЕ, а О.О.Логунов – що еквівалентність сил інерції і тяжіння має місце лише для механічних явищ і не виконується для електромагнітних процесів [4-8].

Отже питання про справедливість ПЕ залишається відкритим. Актуальність вирішення цієї проблеми обумовлена методологічним значенням цього принципу – для розуміння таких фундаментальних світоглядних понять, як простір, час, причинність, взаємодія, гравітація та ін.

В даній статті зроблена спроба на основі чіткого формулювання “критерію випромінювання” обґрунтувати універсальність ПЕ. Проаналізовано випромінювання точкового заряду в різноманітних системах відліку з урахуванням основних положень

загальної теорії відносності (ЗТВ). На основі одержаних результатів зроблені висновки відносно можливих причин розбіжностей позицій з приводу ПЕ і випромінювання точкового заряду, наведених у роботах [4-12].

## 2. Критерій випромінювання точкового заряду

Дамо спочатку означення вільного електромагнітного поля. Електромагнітними хвилями або вільним електромагнітним полем називатимемо поле, яке є розв'язком однорідних рівнянь Максвелла

$$F^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0, F_{\alpha\beta;\gamma} + F_{\beta\gamma\alpha} + F_{\gamma\alpha\beta} = 0; \quad (1)$$

та має нульові інваріанти

$$I_2 = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} F^{\alpha\beta} F^{\gamma\delta} = 0, I_1 = F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} = 0. \quad (2)$$

Тут  $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$  - абсолютно антисиметричний тензор Леві-Чевіта,  $\varepsilon_{0123} = +1$ , а крапка з комою означає квіаріантне диференціювання.

Означене таким чином поле є поперечним, поширюється зі швидкістю світла  $c$  і для нього справедливе "фотонне" співвідношення між густиною імпульса  $\vec{g}$  та густиною енергії  $w$ :

$$\vec{g} = \frac{w}{c^2} \vec{c}.$$

При русі точкового заряду  $q$  у вакуумі по деякій траєкторії електромагнітне поле в інерціальній системі відліку визначається відомими формулами [13]:

$$\vec{E} = \vec{E}_{кул} + \vec{E}_{хе} \quad (3)$$

$$\vec{E}_{кул} = \frac{q(1-\beta^2)}{(R-\vec{\beta}\cdot\vec{R})^3} (\vec{R}-\vec{\beta}R) \quad (4)$$

$$\vec{E}_{хе} = \frac{q}{c(R-\vec{\beta}\cdot\vec{R})^3} \vec{R} \times \left( (\vec{R}-\vec{\beta}R) \times \dot{\vec{\beta}} \right) \quad (5)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{R} \vec{R} \times \vec{E} \quad (6)$$

Тут поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  беруться в точці спостереження в момент  $t$ , а в правих

частинах рівності величини  $\vec{R}$ ,  $\vec{\beta}$  і  $\dot{\vec{\beta}}$  відносяться до "часу випромінювання"  $s = t - \frac{R(s)}{c}$ , причому вектор  $\vec{R}$  проведений із точки знаходження заряду в точку спостереження. Далі

$$\dot{\vec{\beta}}(s) = \frac{\dot{v}(s)}{c} = -\frac{\partial \vec{R}(s)}{c \partial s} \quad \text{і} \quad \dot{\vec{\beta}} = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial s}.$$

Перший член  $\vec{E}_{кул}$  в (3) відповідає полю заряду, що рухається зі швидкістю  $\vec{\beta}$ ; цей член зменшується з віддаллю  $R$  за законом  $\frac{1}{R^2}$ . Другий член  $\vec{E}_{хе}$  в (3)

зменшується за законом  $\frac{1}{R}$  і при

$R \gg \frac{c(1-\beta^2)}{\beta}$  (у так званій хвильовій зоні)

є головним. Легко довести, що поле описуване цим членом задовільняє умовам (1), (2), тобто є полем деякої електромагнітної хвилі. Якщо заряд створює таке хвильове поле, то кажуть, що він *випромінює*. По суті ми маємо тут означення, і воно не тільки не є тривіальним, але й вимагає уточнення. Дійсно, можна розглядати хвильове поле заряду, що зменшується за законом  $\frac{1}{R}$ ,

тільки у хвильовій зоні, де лише одне таке поле й присутне. Однак, переконалися в наявності хвильового члена (другого члену у (3) і в розгорнутому виразі (6)) можна і при менших віддальях від заряду. В такому випадку, однак, повне поле не буде полем випромінювання, яке поширюється зі швидкістю світла. Проте ми будемо розуміти твердження "*заряд випромінює*" в більш широкому смислі, а саме при наявності хвильового поля і незалежно від наявності чи відсутності іншої частини поля. Потрібно підкреслити також, що при вимірюванні полів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  в момент  $t$  ми можемо робити висновки про стан (наприклад, прискорення) заряду лише в попередній момент  $s = t - \frac{R(s)}{c}$ .

Для того щоб визначити енергію електромагнітних хвиль, випромінених за час  $dt = (1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}) ds$  обчислимо енергію, що перетікає за цей час через площадку  $d\sigma = R^2 d\Omega$  в напрямку  $\vec{n} = \frac{\vec{R}}{R}$ . Очевидно,

$$dW_s = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{n} R^2 d\Omega dt = \frac{q^2}{4\pi c} \frac{\left[ \vec{n} \times \left( (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right) \right]^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^6} d\Omega dt, \quad (7)$$

де  $d\Omega$  - елемент тілесного кута, а поле вважається хвильовим (другий член в (3) та (6)). Обчислення повної енергії, що випромінюється в одиницю часу  $s$ , дає

$$\wp = \frac{dW}{d\tau} = \frac{q^2}{4\pi c} \int \frac{\left[ \vec{n} \times \left( (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right) \right]^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5} d\Omega = \frac{2q^2 c}{3} \frac{\dot{\vec{\beta}}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2}{(1 - \beta^2)^3} = \frac{2q^2}{3c^3} a^\alpha a_\alpha, \quad (8)$$

тут  $a^\alpha = \frac{dU^\alpha}{d\tau}$  - компоненти чотиривимірного вектора прискорення частинки,  $\tau$  - власний час заряду.

Величина  $\wp = \frac{dW_{xs}}{ds}$  характеризує потік енергії через сферу радіуса  $R$  в момент часу  $t$ , але потрібно підкреслити, що в правій частині формули (8) фігурують величини в момент часу  $s = t - \frac{R(s)}{c}$  і випромінена енергія також віднесена до одиниці “часу випромінення”  $s$ . Відмінність між інтервалами  $ds$  і  $dt = (1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}) ds$  є проявом нерелятивістського ефекту Доплера – імпульс (цуг) випромінювання, випромінений зарядом за час  $ds$  буде мати в точці спостереження тривалість  $dt$ .

Величина  $a^\alpha a_\alpha = \eta_{\alpha\beta} \frac{dU^\alpha}{d\tau} \frac{dU^\beta}{d\tau}$  - квадрат 4-прискорення – обчислена в ІСВ (в декартових координатах) і є інваріантом відносно перетворень Лоренца. Однак її легко записати в

загально коваріантній формі. Для цього слід зробити заміну

$$\eta_{\alpha\beta} \rightarrow g_{\alpha\beta}, \quad \frac{dU^\alpha}{d\tau} \rightarrow \frac{DU^\alpha}{\delta\tau};$$

тут  $g_{\alpha\beta}$  - метрика простору Мінковського, записана в криволінійній системі координат,  $\frac{D}{\delta\tau}$  - абсолютна

похідна по власному часу випромінювача. Величина

$$\wp = \frac{2q^2}{3c^3} g_{\alpha\beta} \frac{DU^\alpha}{\delta\tau} \frac{DU^\beta}{\delta\tau} \quad (9)$$

вже є інваріантом відносно довільних перетворень координат у просторі Мінковського. Вираз (9) дозволяє обчислити потужність випромінювання в довільній, а не тільки в інерціальній системі відліку. Чудовою особливістю формули (9) є її локальність. Хоча вона й була отримана глобальними методами (інтегруванням по поверхні), кінцевий результат залежить лише від величин, обчислених в місці знаходження заряду. Фізично, це означає, що випромінювачем є заряд, а електромагнітні хвилі “народжуються” в точці його перебування. Зі скалярного характеру величини  $\wp$  слідує, що якщо заряд випромінює в якій-небудь одній системі відліку ( $\wp \neq 0$ ), то він випромінює і в будь-якій іншій. З фізичної точки зору, зрозуміло, так і має бути, оскільки випромінювання є фізичним процесом, і якщо він протікає, то цей факт не може залежати від вибору системи координат. Вільне електромагнітне поле, або на квантовій мові – фотони, це матеріальна субстанція, тому народження фотону і його існування є незалежним від вибору координатної сітки.

Визначимо умови, при яких заряд випромінюватиме. Із формули (8) слідує, що  $\wp = 0$  тоді і тільки тоді, коли  $a^\alpha a_\alpha = 0$ . Остання рівність може мати місце як при  $a^\alpha \neq 0, a^\alpha a_\alpha = 0$  (тобто  $\vec{a}$  є ізотропним вектором), так і при  $\vec{a} = 0$ . Доведемо, що перший випадок є неможливим. В ІСВ

$$a^\alpha a_\alpha = \frac{\dot{v}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{v}})^2}{(1 - \beta^2)^3} = \frac{\dot{v}^2 - \beta^2 \dot{v}^2 \sin^2(\vec{\beta}, \dot{\vec{v}})}{(1 - \beta^2)^3} =$$

$$= \frac{\dot{v}^2}{(1 - \beta^2)^3} (1 - \beta^2 \sin^2(\vec{\beta}, \dot{\vec{v}})) = 0$$

При  $\dot{v} \neq 0$ ,  $a^\alpha a_\alpha = 0$  тоді і тільки тоді, коли  $1 - \beta^2 \sin^2(\vec{\beta}, \dot{\vec{v}}) = 0$ .  $\sin(\vec{\beta}, \dot{\vec{v}}) \leq 1$ , а у вакуумі  $\beta < 1$ . Отже,  $\varphi = 0$  тоді і тільки тоді, коли  $a^\alpha = \frac{dU^\alpha}{d\tau} = 0$ . Але ж  $\frac{dU^\alpha}{d\tau} = 0$

(або  $\frac{DU^\alpha}{\delta\tau} = 0$  у довільній системі відліку) - це рівняння геодезичної. Таким чином отримуємо наступний **критерій випромінювання**: заряд не випромінює електромагнітні хвилі тільки якщо він рухається по геодезичній лінії; у всіх інших випадках заряд випромінюватиме.

Підкреслимо два суттєві моменти, що мали місце при виведенні критерію випромінювання. По-перше, хоча поле у формулі (7) розглядалося у хвильовій зоні, наявність останньої не є обов'язковою. Енергію, що переноситься електромагнітними хвилями, можна обчислити і на меншій віддалі від заряду, де присутнє також і кулонівське поле (перший доданок у (3) та відповідний доданок у (6)). Для цього, очевидно, у формулу (7) слід підставити тільки хвильову частину поля.

По-друге, поверхня інтегрування повинна бути поверхнею сталої фази. Це означає, що в момент часу  $t$  вона має бути вибрана так, щоб поле в усіх її точках мало один і той же час випромінювання  $s$ . Очевидно у ІСВ такою поверхнею буде сфера  $R(s) = c(t-s)$ . Вибір конкретного моменту часу  $t$  не є суттєвим. Для фіксованого  $s$  потік енергії хвильової частини поля через будь яку поверхню сталої фази буде одним і тим же, що відображає об'єктивність факту випромінювання.

В певній мірі розбіжність позицій авторів [4-6] і [7,8] зумовлена знехтуванням цих двох обставин (детальніше див. у розділі 4).

### 3. Інерціальна система відліку та однорідне статичне гравітаційне поле з точки зору загальної теорії відносності.

Як відомо у загальній теорії відносності (ЗТВ) рух точкової частинки під дією сил тяжіння описується рівнянням геодезичної

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} = 0$$

Оскільки у спеціальній теорії відносності рух по геодезичній відповідає вільній частинці, то у ЗТВ частинку, яка рухається під дією тільки сил тяжіння прийнято також вважати вільною. Сили

$$\text{тяжіння } -m\Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{dx^\beta}{d\tau} \text{ при цьому}$$

інтерпретуються як сили інерції. Тому систему відліку, в якій всі  $\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = 0$ , а

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta}, \text{ де } \eta_{\alpha\beta} \text{ - звичайна}$$

“спецрелятивістська” метрика, вважають інерціальною. В ІСВ вільна частинка рухається рівномірно прямолінійно:

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\tau^2} = 0$$

Так як в довільному гравітаційному полі або, що еквівалентно з точки зору ЗТВ, у довільному рімановому просторі часі вибором системи відліку можна перетворити всі  $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$  в нуль лише в одній довільній точці або вздовж геодезичної, то до назви “інерціальна система відліку” додають приставку “локальна”. Таким чином, у ЗТВ локально інерціальна система відліку (ЛІСВ) пов'язується із тілом, що вільно падає під дією сил тяжіння. Інших ІСВ у ЗТВ просто немає. Тому поняття “ЛІСВ із гравітаційним полем” (в смислі наявності в цій системі відліку сил тяжіння) у ЗТВ позбавлене сенсу. У ЛІСВ, згідно її означення, сили тяжіння-інерції відсутні. І навпаки, якщо у деякій системі відліку є сили тяжіння, то ця система відліку не є інерціальною.

З'ясуємо тепер з точки зору ЗТВ зміст поняття “однорідне статичне гравітаційне поле” (ОСГП). Звичайно силове поле називають однорідним статичним в деякій

просторово – часовій області  $\Omega$ , якщо його напруженість однакова у всіх точках цієї області, тобто напруженість поля є трансляційно інваріантною. Нехай  $a(x)$  – певна величина, що характеризує напруженість поля, а  $\tilde{\xi} = (\xi^0, \vec{\xi})$  – довільний просторово-часовий вектор. Тоді поле є однорідним статичним, якщо  $a(x') = a(x)$ , де  $x' = x + \tilde{\xi}$ , а  $x', x \in \Omega$ . В цьому означенні вважається, що всі точки простору - часу є рівноправними. Однак у ЗТВ простір - час вже не є однорідним: він має кривизну, яка змінюється від точки до точки. Далі, ріманів многовид не є простором абсолютного паралелізму, тому побудувати в просторі - часі однорідне тензорне поле неможливо вже чисто з математичної точки зору. Крім того, гравітаційне поле Ейнштейна не є силовим полем. Таким чином, поняття ОСГП у ЗТВ зовсім не є очевидним.

Питання, однак, можна прояснити, якщо підійти до нього дещо з іншого боку. У ньютонівій теорії гравітації гравітаційне поле вважається однорідним в деякій області, якщо в кожній точці цієї області пробні частинки зазнають одного й того ж прискорення  $\vec{g}$ . Але це означає, що відносне прискорення таких частинок

рівне нулю  $\frac{D^2 \tilde{\eta}}{\delta \tau^2} = 0$ . Тоді із рівняння девіації геодезичних

$$\frac{D^2 \eta^\alpha}{d\tau^2} = -R^\alpha_{\beta\gamma\delta} U^\beta \eta^\gamma U^\delta,$$

де  $R^\alpha_{\beta\gamma\delta}$  - компоненти тензора Рімана, отримуємо  $R^\alpha_{\beta\gamma\delta} U^\beta \eta^\gamma U^\delta = 0$ , або, що те саме,  $R_{\alpha\beta\gamma\delta} U^\beta \eta^\gamma U^\delta = 0$ . Оскільки вектор  $\tilde{\eta}$  може бути довільним, то

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} U^\beta U^\delta = 0. \quad (10)$$

Вектор  $\tilde{U}$  також може бути довільним (тільки б виконувалося рівняння  $\frac{DU^\alpha}{\delta \tau} = 0$ ), проте  $g_{\alpha\beta} U^\alpha U^\beta = -c^2$  і із чотирьох величин  $U^\alpha$  незалежними є лише три. Однак, використовуючи

властивості симетрії тензора кривизни, легко довести, що із формули (10) слідує

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = 0 \quad (11)$$

Отже ОСГП реалізується у плоскому просторі – часі. Але ж це простір – час спеціальної теорії відносності (СТВ) і в ньому існує глобально інерціальна система відліку. Тому, якщо відносно деякої системи відліку пробні частинки рухаються прискорено, то тільки тому, що сама система відліку є прискореною відносно ІСВ. Таким чином, у ЗТВ система відліку із ОСГП – це не що інше як релятивістськи рівноприскорена система відліку. Система відліку із однорідним статичним гравітаційним полем і релятивістськи рівноприскорена система відліку – це дві різні назви одного й того ж.

#### 4. Випромінювання точкових зарядів в різних системах відліку та ПЕ.

Введемо у розгляд наступні системи відліку:

$K$  - інерціальна система відліку;  $K_a$  - релятивістськи рівноприскорена система відліку, яка рухається відносно  $K$  зі сталим прискоренням  $a$ ;  $K_g$  - система відліку з однорідним статичним гравітаційним полем напруженості  $g$ ;  $K_{ga}$  - система відліку, яка вільно падає в системі  $K_g$  під дією сил тяжіння.

Користуючись критерієм випромінювання приходимо до наступних висновків

1. Заряд, який покоїться в ІСВ  $K$ , рухається по геодезичній, а тому не випромінює.  $\wp = 0$ .
2. Заряд, який рухається відносно  $K$  рівноприскорено, рухається не по геодезичній, а тому випромінює.  $\wp = \frac{2q^2}{3c^3} a^2$ .
3. Заряд, закріплений у системі відліку  $K_a$ , рухається відносно ІСВ  $K$  рівноприскорено, отже не по

геодезичній, а тому випромінює.

$$\varphi = \frac{2q^2}{3c^3} a^2.$$

4. Заряд, не закріплений у  $K_a$ , рухається відносно неї прискорено з прискоренням  $-\vec{a}$ . Однак, це рух по інерції, світова лінія заряду – геодезична. Тому заряд не випромінює,  $\varphi = 0$

Оскільки у ЗТВ системи відліку  $K_g$  і  $K_a$  - це одне й теж (зрозуміло, при  $g = a$ ), то мають місце наступні твердження.

5. Заряд, закріплений у  $K_g$ , випромінює, оскільки він є прискорений відносно ІСВ.  $\varphi = \frac{2q^2}{3c^3} g^2$ .

6. Заряд, який вільно падає у системі  $K_g$ , рухається під дією сил інерції. Його світова лінія – геодезична. Тому заряд не випромінює,  $\varphi = 0$ .

У ЗТВ вільно падаюча система  $K_{ga}$  співпадає із ІСВ  $K$ . Отже

7. Заряд, закріплений у  $K_{ga}$ , рухається інерціально.  $\varphi = 0$ .

8. Заряд, рівноприскорений відносно  $K_{ga}$ , рухається не по геодезичній, а тому випромінює.  $\varphi = \frac{2q^2}{3c^3} g^2$ .

Якщо гравітаційне поле розглядати як ньютонове силове поле, то система відліку  $K_g$  є інерціальною. Тому, згідно ньютонівської теорії гравітації (НТГ)

- 5а. Заряд, закріплений в  $K_g$ , покоїться відносно ІСВ, і, отже, не випромінює.  $\varphi = 0$ .

- 6а. Заряд, який падає у  $K_g$  під дією ньютонівських сил тяжіння, рухається рівноприскорено. Його світова лінія не є геодезичною, отже він випромінює.

$$\varphi = \frac{2q^2}{3c^3} g^2.$$

У НТГ система відліку  $K_{ga}$  є неінерціальною. Це рівноприскорена

система відліку, яка прискорюється ньютонівськими силами тяжіння. Тому

9. 7а. Заряд, закріплений у системі  $K_{ga}$ , рухається відносно ІСВ  $K_g$  рівноприскорено і, значить випромінює.  $\varphi = \frac{2q^2}{3c^3} g^2$ .

10. 8а. Заряд, незакріплений у  $K_{ga}$ , відносно ІСВ  $K_g$  рухається зі сталою швидкістю, тобто по інерції.  $\varphi = 0$ .

Порівнюючи результати останніх чотирьох пунктів із результатами пунктів 1-4 відповідно, бачимо, що еквівалентності між рівноприскореною системою відліку  $K_a$  та ІСВ із ньютонівським однорідним гравітаційним полем  $K_g$  немає.

Очевидно, справедливість результатів пунктів 5-8 для ЗТВ не залежить від того, велике чи мале прискорення частинки, сильні чи слабкі гравітаційні поля. Звідси випливає, що між ЗТВ і НТГ не можна встановити принцип відповідності. Результати, отримані у ЗТВ, *не переходять* у результати НТГ при малих швидкостях і слабких гравітаційних полях. Гравітаційне поле у ЗТВ має принципово іншу природу ніж у НТГ.

Отримані вище результати занесені до таблиці 1 колонках ЗТВ та НТГ. В ній же для порівняння приведені результати, отримані іншими авторами.

Проаналізуємо причини, за якими різні автори отримали різні результати.

Гравітаційне поле автор статті [4] розглядає як ньютонівське силове поле в ІСВ. Сили інерції і сили тяжіння він вважає елементами різної природи. Але тоді рух під дією сил тяжіння не еквівалентний рухові під дією сил інерції. Рух під дією сил інерції – це рух по геодезичній. Рух під дією ньютонівських сил – це прискорений рух. Так автор пише: “Рассуждения очевидно ведутся на классическом (доэйнштейновском) уровне и поле тяжести понимается в ньютонском смысле, в силу чего поле тяжести

считается независимым от системы отсчёта”, "...системы  $K_g$  и  $K_{ga}$ , с одной стороны, и системы  $K_a$  и  $K$ , с другой, отвечают различным физическим ситуациям. Так в системах  $K_g$  и  $K_{ga}$  имеется поле тяжести (в классическом смысле) и, например, система  $K_g$  связана

с Землёй, а система  $K_{ga}$  - с ракетой, свободно падающей на Землю... В системах  $K_a$  и  $K$  никакого поля тяжести нет и, скажем они находятся вдали от всех звёзд, где-то в межзвёздном или межгалактическом пространстве” [4].

Таблица 1.

№	Система Відліку	Заряд	ЗЗТ В	НТГ	[4]	[7]	[5]	[8]	[11]	[10]	[12]	[9]
1.	$K$	Поко- їться	-	-	-	-	-					
2.	$K$	Приско- рений	+	+	+	+				+	+	
3.	$K_a$	Поко- їться	+	+	-	+			-	-		
4.	$K_a$	Приско- рений	-	-	+		+	-				
5.	$K_g$	Поко- їться	+	-	-	-			-	-	-	-
6.	$K_g$	Приско- рений	-	+	+	+	+	+			+	+
7.	$K_{ag}$	Поко- їться	-	+	-	+	-					-
8.	$K_{ag}$	Приско- рений	+	-						+		

“+” – випромінює “-“ – не випромінює.

Виходячи із таких положень, автор з необхідністю приходять до наступного висновку: ”Казалось бы, фиксируя наличие излучения, можно отличить системы  $K_g$  и  $K_a$ , поскольку заряд помещенный в первую из них, ускорен и

излучает (пункт 6 таблиці 1), а заряд, находящийся во второй системе, не ускорен относительно инерциальной системы отсчета  $K$ , и следовательно, кажется, что он не должен был бы

излучать” (в обох системах заряд незакріплений). Намагаючись узгодити отримані результати із ПЕ, автор робить наступне твердження: ”Для спостереження принципу еквівалентності потрібно, далі, чтобы излучаемая в системе  $K_a$  (заряд незакріплений) энергия равнялась  $\wp = \frac{2q^2}{3c^3} g^2$  (пункт 4 таблиці 1), ибо именно такова её величина в системе  $K_g$  (эта система является инерциальной, причем заряд в ней имеет ускорение  $g; \dots$ )”. І далі “иногда рассматривают также заряженную частицу, «лежащую на столе», при наличии поля тяжести, т.е. покоящуюся в системе  $K_g$  под влиянием какой то силы, уравновешивающей силу тяжести. Очевидно, что такая частица в системе  $K_g$  всегда неподвижна и не излучает” (пункт 5 таблиці 1), ”В системе  $K_{ga}$  заряд, очевидно, всё время неподвижен и не излучает (пункт 7 таблиці 1), хотя в инерциальной системе с полем тяготения  $K_g$  в единицу времени излучается энергия  $\wp = \frac{2q^2}{3c^3} g^2$ ”.

Результати роботи [4] свідчать про недосконалість прийнятого в цій роботі критерію випромінювання, оскільки з них випливає, що вибором системи відліку можна змінювати величину випроміненої енергії  $\wp$ , і отже, мов би створювати випромінювання. Згідно з цією позицією випромінювання відбувається тоді, коли є відносне прискорення між випромінювачем і спостерігачем, і немає значення який з цих двох об'єктів зазнає дії сили, що викликає прискорення. А це не фізично. Сам автор намагається розв'язати протиріччя наступним чином: ”Полная излучаемая энергия  $\wp = \frac{2q^2}{3c^3} \frac{dU^a}{d\tau} \frac{dU_a}{d\tau}$  лоренц-ковариантна,

т.е. однакова в любой инерциальной системе  $K$ . Однако при переходе к неинерциальным системам, в частности к равномерно ускоренной системе  $K_a$ ,

величина  $\wp$  уже не сохраняется. В обсуждаемом случае величина  $\wp$  в инерциальной системе равна нулю, но в системе  $K_a$ , она вовсе не должна равняться и не равняется нулю”. Звідси автор робить висновок: “использованный критерий наличия излучения, состоящий в том, что  $\wp \neq 0$ , отнюдь не тождественен утверждению о наличии свободного электромагнитного излучения или фотонов, распространяющихся со скоростью  $c$ ”. Але, як було відмічено, величину  $\wp$  легко записати в загальноковаріантному вигляді (формула (9), коли вона є скаляром відносно довільних перетворень координат. Крім того, при обчисленні величини  $\wp$  ми брали хвильову частину поля (члени  $\vec{E}_{xs}$  і  $\vec{H}_{xs}$  у формулах (3), (6)), яка відповідає саме вільному електромагнітному полю. Тому аргументи автора не можна вважати переконливими.

У роботі [7] гравітаційне поле також розглядається як універсальне силове поле у просторі Мінковського. І хоча отримані результати є вірними для ньютонівського гравітаційного поля, методи за допомогою яких вони були отримані, є некоректними. Так автори здійснюють перехід до “рівноприскореної” системи відліку, виконуючи перетворення координат

$$t = T, x = X, y = Y, z = Z - \frac{1}{a} \sqrt{1 + a^2 T^2}$$

Однак система відліку із координатами  $(t, x, y, z)$  не є жорсткою. Координата  $z$  не має метричного змісту, оскільки інтервал

$$dS^2 = \frac{dt^2}{1 + a^2 t^2} - \frac{2at}{\sqrt{1 + a^2 t^2}} dt dz - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

не є діагональним. Часова вісь не ортогональна до просторових перерізів. Тому компоненти всіх тензорних величин (крім скалярів), обчислених в такій системі відліку, не матимуть прямого фізичного змісту. Фізичні величини потрібно ще виділити із математичних, користуючись методом хронометричних



інваріантів Зельманова [14] або за допомогою тетрадних методів. З цієї причини, величину

$$\int_V \partial_i T^{ii}(x) dx dy dz = \\ = - \int_V \{T^{ix} dS_x + T^{iy} dS_y + T^{iz} dS_z\} = -j'$$

не можна ототожнювати із потоком енергії, оскільки  $T^{ii}$  вже не є густиною енергії, а  $T^{ii}$  - не є компонентами густини потоку енергії.

Крім того, в роботі обчислюється "потік" всієї енергії поля через поверхню сталої фази. Проте, для встановлення наявності чи відсутності випромінювання потрібно обчислити потік енергії тільки хвильової частини поля.

Дивно, що розуміючи різницю між ньютонівим та ейнштейновим гравітаційними полями, автори [7] на основі результатів, справедливих для НТГ, заперечують правильність ПЕ, сформульованого у формі  $K_g \sim K_a$  (система  $K_g$  еквівалентна системі  $K_a$ ). Так вони пишуть: "Принцип еквівалентности в принятой выше формулировке справедлив для механических процессов и не имеет места для электродинамических. Это означает, что с помощью измерений внутри системы можно установить, является ли система отсчета инерциальной, или она свободно падает в однородном поле тяжести." Дійсно, якщо гравітаційне поле ньютоніве, то  $K_g \neq K_a$ . Однак у ЗТВ гравітаційне поле не ньютоніве і ПЕ каже нам саме про це. Згідно ЗТВ  $K_g \equiv K_a$ , тобто система  $K_g$  тотожна або співпадає із  $K_a$ . Тому висновок авторів про можливість відрізнити системи відліку  $K_g$  і  $K_a$  за допомогою електродинамічних явищ є невірним. У ЗТВ системи відліку  $K_g$  і  $K_a$  неможливо розрізнити за допомогою будь-яких процесів, оскільки  $K_g$  і  $K_a$  - це дві різні

назви однієї й тієї ж системи відліку. Само питання про таке розрізнення у ЗТВ позбавлене змісту, хоча експерименти по перевірці еквівалентності систем  $K_g$  і  $K_a$  зміст мають як перевірка правильності ЗТВ.

В роботі [5] автори намагаються відстояти правильність роботи [4], а саме пунктів 4 і 7 таблиці 1, однак вони використовують для цього некоректні методи роботи [7]. І хоча в якості рівноприскореної системи відліку вибрана жорстка система відліку Мьоллера, її часова координата  $t$  не співпадає із фізичним часом. Як наслідок - компоненти тензорів не мають прямого фізичного змісту. Далі, в роботі обчислюється потік всієї енергії поля, а не енергії хвильової частини, а вибрана поверхня не співпадає із поверхнею сталої фази. Тому результати цієї роботи є недостовірними.

У роботі [8] автори захищають свою точку зору (пункти 3 і 7 роботи [7]). Хоча отримані результати є вірними для НТГ, використані для їх методи є некоректними (див. вище)

У роботах [10,11] гравітаційне поле вважається ейнштейновим, а система відліку із однорідним статичним гравітаційним полем є мьоллеровою. Автор розглядає електромагнітне поле заряду, рівноприскореного відносно ІСВ, в системі відліку  $K_g (\equiv K_a)$ , в якій заряд покоїться. На основі того, що в системі  $K_a$  магнітне поле відсутнє, автор приходить до висновку, що заряд, закріплений в системі  $K_a$  не випромінює. Магнітне поле в системі  $K_g \equiv K_a$  справді відсутнє. Проте це пов'язано не з відсутністю електромагнітних хвиль, як вважає автор, а з компенсацією магнітного поля хвильового члена магнітним полем кулонівського члена  $\vec{B}_{кул} + \vec{B}_{хв} = 0$ .

Резюмуючи, підкреслимо, що вищенаведені недоліки і розбіжності в описанні випромінювання точкового

заряду та трактуванні ПЕ в роботах [4-12], зумовлені вихідною недосконалістю у формулюванні критерію випромінювання, зокрема, недостатнім врахуванням тих двох суттєвих обставин, які були вказані в кінці розділу 2. Послідовне застосування критерію випромінювання, сформульованого у розділі 2, усуває ці недоліки і призводить до висновку про універсальність принципу еквівалентності.

Відмітимо, що бажана експериментальна перевірка отриманих результатів поки що, на жаль, є

недоступною, внаслідок дуже малої величини потужності випромінювання. Так потужність випромінювання заряду в 1 Кл, який є нерухомим в полі земного тяжіння ( $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ ), обчислена за формулою (9) виявилась рівною  $\varphi \approx 10^{-12}$  Вт. Однак малість ефекту не знижує його принципового значення.

1. Eötvös R.V., Math. Naturw. Ber. Aus Ungarn-1889. **8**, 65 ()
2. Roll P.G., Krotkov R., Dicke R.H., Ann. Phys. (USA)-1964. **26**, 442.
3. Брагинский В.Б., Панов В.И., ЖЭТФ-1971. **61**, 873.
4. Гинзбург В.Л. УФН-1969. т. 98, вып. 3 –с.569 .
5. Гинзбург В.Л., Ерошенко Ю.Н. УФН-1995. т. 165, №2 –с.205.
6. Гинзбург В.Л., Ерошенко Ю.Н. Комментарий к статье А.А. Логунова, М.А. Мествиришвили, Ю.В. Чугреева «Ю.В. УФН-1996. т. 166, №1-с.89.
7. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Чугреев Ю.В. Принцип эквивалентности. –1993. Препринт ИФВЭ 93-109. –Протвино, 25 с.
8. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Чугреев Ю.В. УФН –1996. т. 166, №1 – с.81-88.
9. Boulware D. // Ann. of Phys. –1980. **124**,169.
10. Rohrlich F.// Ann. of Phys. –1963. **22**, 499.
11. Rohrlich F.,Nuovo Cimento- 1961. **21**,811.
12. Fulton T., Rohrlich F.,Ann. of Phys. – 1960. **9**, 499.
13. Савельев О.О. Курс теоретической физики. М.: Наука,1988, том 2.
14. Зельманов А.Л., Агаков В.Г. Элементы общей теории относительности. –1989. М.: Наука, 240 с.

## EQUIVALENCE PRINCIPLE AND POINT CHARGE RADIATION

R.R. Lompay , S.Yu.,Medvedev

Uzhgorod State University, 294000, Uzhgorod, Voloshin, 54

The criterion of radiation by a charge particle have been formulated in such way, which is comfortable for using in various situations. On a base of this criterion present day discussion about the Equivalence Principle is analysed and it is shown that the universal character of this principle is preserved.