

ФИЗИКА

О. С. Мергелян

Переходное излучение частицы с учетом магнитного заряда

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 12/IX 1962)

Вопрос о существовании магнитного заряда не решен окончательно до сего времени и был предпринят ряд попыток его обнаружения (¹⁻⁵).

В связи с этим И. М. Франк (⁶) заметил, что если бы существовал магнитный заряд, то его можно было бы обнаружить по иной поляризации создаваемого им излучения Вавилова—Черенкова. В настоящей работе мы рассмотрим, какими характерными особенностями должно обладать переходное излучение магнитного заряда и как это может быть использовано для его обнаружения.

Для общности мы будем рассматривать частицу, обладающую одновременно и электрическим и магнитным зарядами.

1. Пусть частица, имеющая электрический заряд e и магнитный заряд m , пересекает под прямым углом границу раздела сред с постоянными ϵ_1, μ_1 и ϵ_2, μ_2 . Скорость частицы $v = v_z$, границей раздела является плоскость $z = 0$. Движение происходит по оси z из $-\infty$ в $+\infty$.

Уравнения поля с учетом магнитного заряда примут вид:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} e v \delta(\vec{r} - \vec{v}t),$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} m \delta(\vec{r} - \vec{v}t) \right), \quad (1)$$

$$\text{div } \vec{B} = 4\pi m \delta(\vec{r} - \vec{v}t),$$

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi e \delta(\vec{r} - \vec{v}t).$$

Разложив поля и токи в интегралы Фурье (⁷)



$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{k}, \quad (2)$$

где

$$\omega = k v, \quad D(\vec{k}) = \varepsilon(\omega) \vec{E}(\vec{k}), \quad B(\vec{k}) = \mu(\omega) \vec{H}(\vec{k}),$$

для Фурье-компонент полей частицы получим следующие выражения:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2\varepsilon} \frac{\frac{\omega v}{c^2} \varepsilon\mu - \vec{k}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\mu} - \frac{im}{2\pi^2c} \frac{[\vec{k} \vec{v}]}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\mu}, \quad (3)$$

$$\vec{H}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2c} \frac{[\vec{k} \vec{v}]}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\mu} + \frac{im}{2\pi^2\mu} \frac{\frac{\omega v}{c^2} \varepsilon\mu - \vec{k}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\mu}.$$

Поля излучения ищем, как и в (7), в виде

$$\vec{E}_{1,2}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{1,2}(\vec{k}) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{p} + \lambda_{1,2} z - \omega t)} d\vec{k}, \quad (4)$$

где

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - x^2, \quad \lambda_1 < 0, \quad \lambda_2 > 0.$$

Из граничных условий найдем следующие выражения для Фурье-компонент полей излучения:

$$\vec{E}'_1(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2} (x^2 n_z - x \lambda_1) \eta_1 - \frac{im}{2\pi^2} \frac{\omega}{vc} \mu_1 [\vec{x} \vec{v}] \gamma_1,$$

$$\vec{E}'_1(\vec{k}) = E'_{1n} \vec{n}_z + E'_{1x} \frac{\vec{x}}{x} + E'_{1[\vec{x} \vec{v}]} \frac{[\vec{x} \vec{v}]}{xv}, \quad (5)$$

$$\vec{H}'_1(\vec{k}) = \frac{c}{\omega \mu_1} [\vec{n}_z \lambda_1 + \vec{x}, \vec{E}'_1] = H'_{1n} \vec{n}_z + H'_{1x} \frac{\vec{x}}{x} + H'_{1[\vec{x} \vec{v}]} \frac{[\vec{x} \vec{v}]}{xv},$$

где

$$\eta_1 = \frac{1}{\varepsilon_1 \lambda_2 - \varepsilon_2 \lambda_1} \left(\frac{\frac{v}{\omega} \lambda_2 - 1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2} + \frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{v}{\omega} \lambda_2}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1} \right),$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{\mu_1 \lambda_2 - \mu_2 \lambda_1} \left(\frac{\frac{v}{\omega} \lambda_2 - 1}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2} + \frac{\frac{\mu_2}{\mu_1} - \frac{v}{\omega} \lambda_2}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1} \right);$$

т. е. γ_1 получается из γ_1 взаимной заменой ϵ и μ . При $m = 0$ формулы (5) переходят в формулы (9) работы (7).

$\vec{n}_z$ — единичный вектор по оси z .

В координатном пространстве поля излучения примут вид

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{1\rho} + \vec{E}_{1n} + \vec{E}_{1\varphi}, \\ \vec{H}_1(\vec{r}, t) &= \vec{H}_{1\rho} + \vec{H}_{1n} + \vec{H}_{1\varphi},\end{aligned}$$

где $\vec{n}_\varphi = \frac{[\vec{\rho}, \vec{v}]}{\rho v}$; $\vec{n}_\varphi$ — единичный вектор в направлении φ .

$$\begin{aligned}E_{1\rho}'(\vec{r}, t) &= \int E_{1x}' \cos \varphi e^{i(z\rho \cos \varphi + \lambda_1 z - \omega t)} x dx \frac{d\omega}{v} d\varphi, \\ E_{1\varphi}' &= - \int E_{1[xv]}' \cos \varphi e^{i(x\rho \cos \varphi + \lambda_1 z - \omega t)} x dx \frac{d\omega}{v} d\varphi.\end{aligned}\quad (6)$$

Интеграл по φ берется в пределах от 0 до 2π , по x от 0 до $+\infty$, по ω от $-\infty$ до $+\infty$.

Введя новые переменные R и θ

$$R \sin \theta = \rho \quad R \cos \theta = -z,$$

проинтегрируем выражения (6) по x методом перевала. Ход вычислений тождествен с приведенным в (7), поэтому выпишем сразу результат

$$\begin{aligned}E_{1\rho}'(\vec{r}, t) &= \frac{e\beta^2}{\pi v R} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_1 \mu_1 \sin \theta \cos^2 \theta \gamma_{10} e^{i\omega \left(V \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \frac{R}{c} - t \right)} d\omega, \\ E_{1n}'(\vec{r}, t) &= E_{1\rho}'(\vec{r}, t) \operatorname{tg} \theta, \\ E_{1\varphi}'(\vec{r}, t) &= - \frac{m\beta^2}{\pi v R} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_1^{3/2} \epsilon_1^{1/2} \sin \theta \cos \theta \gamma_{10} e^{i\omega \left(V \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \frac{R}{c} - t \right)} d\omega,\end{aligned}\quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}\gamma_{10} &= \frac{1}{\epsilon_1 V \sqrt{\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta} + \epsilon_2 V \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \cos \theta} \times \\ &\times \left(\frac{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \beta V \sqrt{\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}}{1 - \beta^2 \epsilon_1 \mu_1 \cos^2 \theta} - \frac{1}{1 + \beta V \sqrt{\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}} \right).\end{aligned}\quad (8)$$

γ_{10} получается из γ_{10} заменой ϵ на μ , и наоборот.

$$E_1'(\vec{r}, t) = \frac{\beta \sin \theta \cos \theta}{\pi v R} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_1 V \sqrt{\epsilon_1} V e^2 \gamma_{10}^2 \epsilon_1 + m^2 \gamma_{10}^2 \mu_1 e^{i\omega \left(V \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \frac{R}{c} - t \right)} d\omega,$$

$$H_1(\vec{r}, t) = \frac{\beta^2 \sin \theta \cos \theta}{\pi v R} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu_1^{3/2} V \sqrt{e^2 \eta_{10}^2 \epsilon_1 + m^2 \gamma_{10}^2 \mu_1} e^{i\omega \left(1 - \epsilon_1 \mu_1 \frac{R}{c} - t\right)} d\omega. \quad (9)$$

Поток вектора Пойтинга в телесном угле $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ равен

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\Omega} &= \frac{c\beta^4}{\pi^2 v^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left(e^2 \int_0^\infty \epsilon_1^{3/2} \mu_1^{5/2} |\eta_{10}|^2 d\omega + m^2 \int_0^\infty \epsilon_1^{1/2} \mu_1^{7/2} |\gamma_{10}|^2 d\omega \right) = \\ &= \frac{dW_e}{d\Omega} + \frac{dW_m}{d\Omega}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поток энергии аддитивно складывается из потоков, созданных электрическим и магнитным зарядами, причем вектор поляризации излучения магнитного заряда перпендикулярен вектору поляризации излучения, созданного электрическим зарядом. В релятивистском случае максимум излучения направлен в направлении $\theta \sim 0$.

Полюсы подинтегральных выражений в (7) дадут вклад в интеграл, если выполняется условие

$$0 \leq \beta^2 \epsilon_1 \mu_1 - 1 \leq \beta^2 \epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta, \quad (11)$$

и дадут в этом случае черенковское излучение, отраженное от границы раздела.

Переходное излучение вперед получается взаимной заменой ϵ_1 и ϵ_2 , μ_1 и μ_2 , а также изменением знака перед β .

Формулы (9) и (10) при $m=0$ и $\epsilon_1 = \mu_1 = \mu_2 = 1$ переходят в соответствующие формулы работы (7).

В случае падения магнитного заряда из вакуума на ферромагнетик ($e=0$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \mu_1 = 1$, $\mu_2 = \mu$) в ультрарелятивистском случае мы имеем для потока переходного излучения следующую формулу:

$$W_m = \frac{m^2}{\pi c} \int_0^\infty \left(\frac{V\mu - 1}{V\mu + 1} \right)^2 \left(\ln \frac{2}{1 - \beta} - 1 \right) d\omega. \quad (12)$$

Как легко заметить, формула (12) получается из формулы (22) работы (7) заменой e на m и ϵ на μ .

Ввиду того что, по оценке П. Дирака, магнитный заряд по величине в 70 раз превосходит электрический, он должен давать весьма заметный переходный эффект, с помощью которого и можно было бы его обнаружить.

В заключение приношу благодарность Б. М. Болотовскому и Г. М. Гарибяну за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
Академии наук Армянской ССР

Մասնիկի անցման ճառագայթումը մագնիսական լիցքի հաշվառումով

Մինչև հիմա մագնիսական լիցքի գոյության հարցը պարզ չէ: Վերջերս Ցեռնում նոր՝ փորձեր են ձեռնարկվել այն հայտնաբերելու համար, սակայն դրանք դրական արդյունքներ չեն տվել:

Բ. Մ. Բուլտովսկին ՍՍՌՄ-ի ՖԻԱՆ-ի սեմինարում իր զեկուցման մեջ ցույց տվեց, որ այդ փորձերը հարցը սկզբունքորեն չէին կարող վճռել:

Ներկա աշխատանքում դիտարկվում է մագնիսական լիցքի հայտնաբերման հնարավորությունը նրա ստեղծած անցման ճառագայթման միջոցով: Շնորհիվ այն բանի, որ (Պ. Դիրակի գնահատականով) մագնիսական լիցքի անցման ճառագայթումը վակուում-ֆերոմագնետիկի եզրի վրա պետք է լինի 4900 անգամ էլեկտրական լիցքի համասլատասխան ճառագայթումից ինտենսիվ և, բացի դրանից, մագնիսական լիցքի ճառագայթումն ունի այլ բևեռացում:

Աշխատանքում հետազոտված է մագնիսական լիցքի ճառագայթման բևեռացումը և հաշվված է ճառագայթման էներգիայի հոսքը:

Ընդհանրության համար դիտարկված է միաժամանակ էլեկտրական լիցքով օժտված մասնիկ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Н. Броднер, В. М. Избел, Phys. Rev., 114, 603, 1959. ² М. Фидекаро, Г. Финоккаро, Г. Чакомели, Nuovo Cimento, 23, 5, 657, 1962. ³ Б. Амальди, С. Барони, Н. Броднер, Е. Гофман, А. Манфредини, С. Вандерхаге, Г. С. де Карвалью, Notas de Fisica, 8, 15, 1962. ⁴ П. Дирак, Proc. Roy Soc. A., 113, 60, 1961. ⁵ П. Дирак, Phys. Rev. 74, 17, 1948. ⁶ И. М. Франк, Сборник памяти С. И. Вавилова, М., 1952. ⁷ Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403, 1957.