

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ПРИ ПЛАВНОМ ИЗМЕНЕНИИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СРЕДЫ ВО ВРЕМЕНИ

М.Б. АСАДОВА

*Азербайджанский Государственный Педагогический Университет*

*AZ11007, Баку, ул. У. Гаджибекова 34*

Рассмотрен процесс переходного излучения магнитного момента при плавном изменении диэлектрической проницаемости во времени. Вычислены собственное поле и поле излучения. Определены формулы для угла максимальной мощности магнитного и зарядового излучений. Установлено, что магнитное переходное излучение становится значительным при малых углах и в области высоких энергий.

Рассмотрена задача о переходном излучении магнитного момента, когда диэлектрическая проницаемость изменяется только во времени и при этом ее относительное изменение  $|\delta\varepsilon(t)| \ll \varepsilon^{(0)}$ .

Векторы электромагнитного поля источника подчиняются следующим уравнениям:

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi\mu}{c} \text{rot } \vec{j} \quad , \quad (1)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon \vec{E}) = \frac{4\pi\mu}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \quad , \quad (2)$$

где  $\vec{j} = c \text{rot } \vec{M} + \partial \vec{P} / \partial t$  – ток, создаваемый магнитным дипольным моментом  $\vec{m}$  и совмещенным с ним электрическим дипольным моментом  $\vec{p} = [\vec{\beta} \vec{m}]$ ,  $\vec{M} = \vec{m} \delta(\vec{r} - \vec{v}t)$  и  $\vec{P} = [\vec{\beta} \vec{m}] \delta(\vec{r} - \vec{v}t)$  – векторы магнитной и электрической поляризации, соответственно,  $\beta = v/c, \vec{v}$  – скорость. В силу того, что рассматриваемая задача полностью пространственно однородна, для Фурье – изображений уравнений (1) и (2) имеем:

$$k^2 \vec{B}_{\vec{k}}(t) + \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon \frac{\partial \vec{B}_{\vec{k}}(t)}{\partial t} \right) = \frac{4\pi\mu}{(2\pi)^3} [\vec{k} [\vec{m} \vec{K}]] \exp(-i\vec{k} \vec{v}t) \quad , \quad (3)$$

$$k^2 \vec{E}_{\vec{k}}(t) + \frac{\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon \vec{E}_{\vec{k}}(t)) = \frac{4\pi\mu}{(2\pi)^3} [\vec{m} \vec{K}] \exp(-i\vec{k} \vec{v}t) \quad , \quad (4)$$

где учтен Фурье-образ плотности тока

$$\vec{j}_{\vec{k}}(t) = -\frac{ic}{(2\pi)^3} [\vec{m} \vec{K}] \exp(-i\vec{k} \vec{v}t) \quad , \quad \vec{K} = \vec{k} - \vec{\beta}(\vec{k} \vec{\beta}).$$

При этом из (3) в первом приближении получим:

$$k^2 \vec{B}_{\vec{k}}^0 + \frac{\mu \varepsilon^{(0)}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}_{\vec{k}}^0}{\partial t^2} = \frac{4\pi\mu}{(2\pi)^3} [\vec{k} [\vec{m} \vec{K}]] \exp(-i\vec{k} \vec{v}t),$$

$$k^2 \delta \vec{B}_{\vec{k}} + \frac{\mu \varepsilon^{(0)}}{c^2} \frac{\partial^2 \delta \vec{B}_{\vec{k}}}{\partial t^2} = -\frac{\mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \delta \varepsilon(t) \frac{\partial \vec{B}_{\vec{k}}^0}{\partial t} \right). \quad (5)$$

При отсутствии изменений  $\varepsilon = \varepsilon^{(0)}$  поле излучения отсутствует, решение (3) описывает собственное поле магнитного момента:

$$\vec{B}_k^0(t) = \frac{4\pi\mu[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]]}{(2\pi)^3[k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2]} \exp(-i\vec{k}\vec{v}t) , \quad (6)$$

Далее, учитывая Фурье-разложение

$$\delta\varepsilon(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\varepsilon_\sigma \exp(i\sigma t) dt , \quad (7)$$

из уравнения (5), находим:

$$\left(k^2 + \frac{\varepsilon^{(0)}\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \delta\vec{B}_k = \frac{4\pi\mu^2(\vec{k}\vec{v})[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]]}{(2\pi)^3 c^2 [k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2 / c^2]} \int_{-\infty}^{+\infty} (\sigma + \vec{k}\vec{v}) \exp(i(\sigma + \vec{k}\vec{v})t) d\varepsilon_\sigma d\sigma . \quad (8)$$

Решение уравнения (8) дает следующий результат:

$$\delta\vec{B}_k(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G_{\vec{k},\sigma} \exp(-i(\sigma + \vec{k}\vec{v})t)}{k^2 - (\varepsilon^{(0)}\mu/c^2)(\sigma + \vec{k}\vec{v})^2} d\sigma , \quad (9)$$

где

$$G_{\vec{k},\sigma} = \frac{4\pi\mu^2[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]](\vec{k}\vec{v})(\sigma + \vec{k}\vec{v})\delta\varepsilon_\sigma}{(2\pi)^3 c^2 [k^2 - (\varepsilon^{(0)}\mu/c^2)(\vec{k}\vec{v})^2]} . \quad (10)$$

Если  $\delta\varepsilon(t)$  выразить через гиперболический тангенс [1], тогда

$$\delta\varepsilon_\sigma = -\frac{i\Delta\varepsilon}{4} \frac{\Delta t}{sh(\pi\sigma\Delta t/2)} . \quad (11)$$

С учетом (11) равенство (9) приобретает следующий вид:

$$\delta\vec{B}_k(t) = -\frac{i\pi\mu^2\Delta\varepsilon\Delta t(\vec{k}\vec{v})[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]]}{(2\pi)^3 c^2 [k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2 / c^2]} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\sigma + \vec{k}\vec{v}) \exp(-i(\sigma + \vec{k}\vec{v})t)}{[k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\sigma + \vec{k}\vec{v})^2 / c^2] sh(\pi\sigma\Delta t/2)} d\sigma . \quad (12)$$

Подынтегральные функции в (12) аналитичны по всей комплексной плоскости [3-5], кроме полюсов находящихся на действительной оси  $\sigma = 0$ ,  $\sigma_{1,2} = -\vec{k}\vec{v} \pm kc/\sqrt{\varepsilon^{(0)}\mu}$ . При этом полюс  $\sigma = 0$  определяет собственное поле

$$\delta\vec{B}_k^s(t) = \frac{2\pi\mu^2\Delta\varepsilon(\vec{k}\vec{v})^2[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]]}{(2\pi)^3 c^2 [k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2 / c^2]} \frac{t}{\Delta t} \exp(-i\vec{k}\vec{v}t) , \quad (13)$$

а  $\sigma_{1,2}$  - поле излучения вперед и назад

$$\delta\vec{B}_k^r(t) = \frac{4\pi[\vec{k}[\vec{m}\vec{K}]]}{(2\pi)^3 k^2} \left\{ b_+ \exp(-i(kc/\sqrt{\varepsilon^{(0)}\mu})t) + b_- \exp(i(kc/\sqrt{\varepsilon^{(0)}\mu})t) \right\} , \quad (14)$$

где амплитуды волн  $b_+(\vec{k})$  и  $b_-(\vec{k})$  определяются формулами:

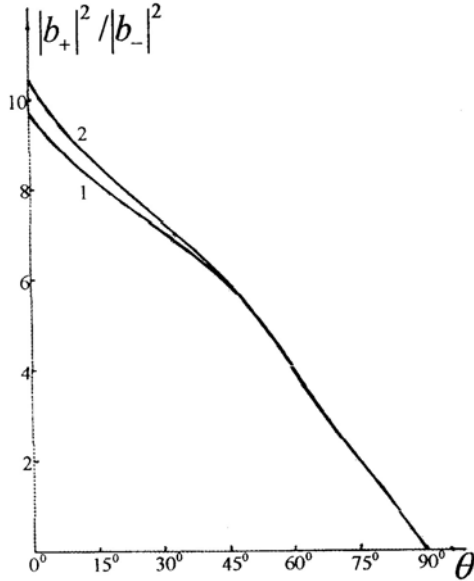
$$b_+(\vec{k}) = -\frac{\pi\mu\Delta\varepsilon\Delta t(\vec{k}\vec{v})k^2}{4\varepsilon^{(0)}[k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2 / c^2]} \frac{1}{sh[(\pi\Delta t/2)(-\vec{k}\vec{v} + kc/\sqrt{\varepsilon^{(0)}\mu})]} , \quad (15)$$

$$b_-(\vec{k}) = -\frac{\pi\mu\Delta\varepsilon\Delta t(\vec{k}\vec{v})k^2}{4\varepsilon^{(0)}[k^2 - \varepsilon^{(0)}\mu(\vec{k}\vec{v})^2 / c^2]} \frac{1}{sh[(\pi\Delta t/2)(-\vec{k}\vec{v} - kc/\sqrt{\varepsilon^{(0)}\mu})]} . \quad (16)$$

Для немагнитной среды отношение квадрата модулей амплитуд равно:

$$\frac{|b_+|^2}{|b_-|^2} = \frac{\left| \text{sh} \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta + 1 / \beta \sqrt{\varepsilon^{(0)}}) \right] \right|^2}{\left| \text{sh} \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta - 1 / \beta \sqrt{\varepsilon^{(0)}}) \right] \right|^2}. \quad (17)$$

На Рис.1 представлен график зависимости отношения (17) от угла  $\theta$  при фиксированных значениях энергии.



**Рис.1.**

Угловое распределение отношения квадрата модулей амплитуд переходного излучения назад и вперед. Кривая 1 соответствует значению  $\gamma = 10$ ; кривая 2 -  $\gamma = 25$ .

Из рисунка видно, что в области малых углов излучение вперед становится значительно сильнее, т.е. излучение сосредоточено вдоль скорости источника.

Интенсивность излучения в общем виде имеет вид:

$$W^{ir}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \cdot \frac{k^2 (\vec{k} \vec{v})^2 \left( [\vec{k} [\vec{m} \vec{K}]] \right)^2}{c \left[ k^2 - \varepsilon^{(0)} \mu (\vec{k} \vec{v})^2 / c^2 \right]^2} \cdot \left| \delta \varepsilon_\sigma \right|_{\sigma = -\vec{k} \vec{v} + \frac{kc}{\sqrt{\varepsilon^{(0)} \mu}}}. \quad (18)$$

Для конкретного вида  $\delta \varepsilon_\sigma$ , описываемого соотношением (11) имеем:

$$W^{ir}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta \varepsilon)^2 (\Delta t)^2}{16c} \cdot \frac{k^2 (\vec{k} \vec{v})^2 \left( [\vec{k} [\vec{m} \vec{K}]] \right)^2}{\left[ k^2 - \varepsilon^{(0)} \mu (\vec{k} \vec{v})^2 / c^2 \right]^2 \text{sh}^2 \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta - 1 / (\beta \sqrt{\varepsilon^{(0)} \mu})) \right]}. \quad (19)$$

Усреднив выражение (19) по всем возможным направлениям вектора магнитного момента, получим

$$\bar{W}^{ir}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta \varepsilon)^2 (\Delta t)^2 \vec{m}_0^2}{48c} \cdot \frac{k^2 (\vec{k} \vec{v})^2 (k_\perp^2 + \gamma^2 k_3^2) (k_\perp^2 + 2\gamma^2 k_3^2 + k_\perp^2 \gamma^2)}{\left[ k^2 - \varepsilon^{(0)} \mu (\vec{k} \vec{v})^2 / c^2 \right]^2 \text{sh}^2 \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta - 1 / (\beta \sqrt{\varepsilon^{(0)} \mu})) \right]}, \quad (20)$$

где  $\vec{m}_0$  -вектор магнитного момента в собственной системе отсчета,  $k_3 = k \cos \theta$ ,  $k_\perp = k \sin \theta$ . Формула (20) описывает спектрально-угловое распределение интенсивности переходного излучения магнитного момента при плавном изменении диэлектрической проницаемости во времени.

В ультрарелятивистском приближении формула (20) сильно упрощается

$$\bar{W}^{ir}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta \varepsilon)^2 (\Delta t)^2 \vec{m}_0^2}{48c} \cdot \frac{k^2 (\vec{k} \vec{v})^2 k_\perp^4}{\left[ k^2 - \varepsilon^{(0)} \mu (\vec{k} \vec{v})^2 / c^2 \right]^2 \text{sh}^2 \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta - 1 / (\beta \sqrt{\varepsilon^{(0)} \mu})) \right]}. \quad (21)$$

В нерелятивистском случае

$$\bar{W}^{ir}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta \varepsilon)^2 (\Delta t)^2 \vec{m}_0^2}{24c} \cdot \frac{k^6 (\vec{k} \vec{v})^2}{\left[ k^2 - \varepsilon^{(0)} \mu (\vec{k} \vec{v})^2 / c^2 \right]^2 \text{sh}^2 \left[ \pi^2 \beta (\cos \theta - 1 / (\beta \sqrt{\varepsilon^{(0)} \mu})) \right]}. \quad (22)$$

При соответствующем выборе системы координат формулы (21), (22) примут следующий вид:

$$\bar{W}^{tr}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta\varepsilon)^2 (\Delta t)^2 \bar{m}_0^2 v^2}{48c} \cdot \frac{k^4 \cos^2 \theta \sin^4 \theta}{[1 - \varepsilon^{(0)} \mu \beta^2 \cos^2 \theta]^2 \text{sh}^2[\pi^2 \Delta t / t_f]}, \quad (23)$$

$$\bar{W}^{tr}(\omega, \theta) = \left( \frac{\mu}{\varepsilon^{(0)}} \right)^{3/2} \frac{(\Delta\varepsilon)^2 (\Delta t)^2 \bar{m}_0^2 v^2}{24c} \cdot \frac{k^4 \cos^2 \theta}{[1 - \varepsilon^{(0)} \mu \beta^2 \cos^2 \theta]^2 \text{sh}^2[\pi^2 \Delta t / t_f]}, \quad (24)$$

соответственно, где  $t_f$  - время формирования излучения. Формулы (23) и (24) описывают спектрально-угловое распределение излучения при плавном изменении диэлектрической проницаемости во времени соответственно в ультрарелятивистском и нерелятивистском случаях. Как видно из (23) при условии  $\pi^2 \Delta t / t_f \gg 1$  происходит экспоненциальный обрыв в спектре излучения ( $W_m^{tr} \rightarrow 0$ ).

Сравнение интенсивностей зарядового [2] и магнитного излучений показывает, что магнитное переходное излучение пропорционально четвертой степени частоты излучений, тогда как зарядовое – второй степени; с ростом частоты интенсивность магнитного переходного излучения значительно быстро растет и интенсивности этих излучений в направлениях, определяемых углами  $\theta = 0; \pi/2; \pi$  равны нулю.

Максимум мощности зарядового и магнитного переходного излучений при заданном  $a = \beta^2 \varepsilon^{(0)}$  определяется, соответственно, углами:

$$\cos \theta_{e, \max} = \frac{1}{\sqrt{2-a}},$$

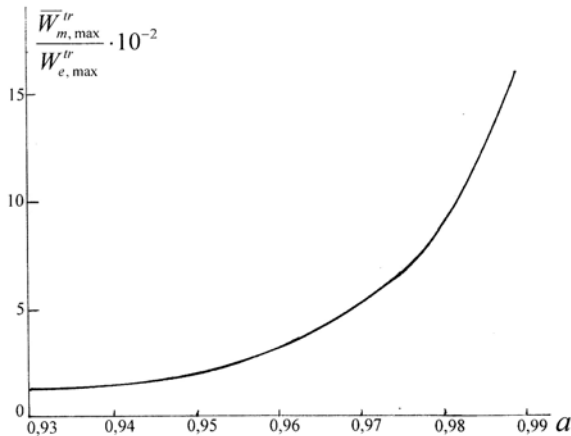
$$\cos \theta_{m, \max} = \frac{(3-a) - \sqrt{9-10a+a^2}}{2a},$$

где  $\theta_{e, \max}$  и  $\theta_{m, \max}$  – углы максимальной мощности зарядового и магнитного излучений.

Вклад максимальной мощности магнитного излучения можно определить отношением максимальной мощности магнитного излучения к зарядовому:

$$\Delta_{\max} = \frac{\bar{W}_{m, \max}^{tr}}{W_{e, \max}^{tr}} = \frac{1}{4} \frac{1}{\beta^2} \left( \frac{\varepsilon_\gamma}{Mc^2} \right)^2 \left( \frac{1-a \cos^2 \theta_{m, \max}}{1-a \cos^2 \theta_{e, \max}} \right)^2 \left( \frac{\text{sh}(\pi^2 \Delta t / t_{f, \max}^e)}{\text{sh}(\pi^2 \Delta t / t_{f, \max}^m)} \right)^2. \quad (25)$$

Графическое изображение формулы (25) приводится на Рис.2. Как видно из графика с ростом  $a$  отношение (25) увеличивается, что говорит о том, что вклад магнитного переходного излучения становится более значительным. При значении  $a = 0,99$  вклад магнитного переходного излучения достигает 16%.



Полученные в работе результаты, несомненно, могут найти практическое применение, например, для создания переходных счетчиков, а также для идентификации частиц.

**Рис.2.**

Зависимость отношения максимальной мощности магнитного и зарядового переходных излучений от  $a$  ( $a = \beta^2 \varepsilon^{(0)}$ ).

1. И.Г.Джафаров, И.М.Абуталыбов, М.Б.Асадова *Azerbaijan National Academy of Sciences, Transactions, series of physical-mathematical and technical sciences, physics and astronomy*, XXIII №5(1) (2003) 104.
2. В.Л.Гинзбург, В.Н.Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, М. Наука, 1981.
1. I. M. Abutalibov, M. B. Asadova, I. G. Jafarov, *Fizika, Bakı*, №9 (2003) 34.
3. I. M. Abutalibov, M. B. Asadova, I. G. Jafarov, *Fizika, Bakı*, №10 (2004) 10.
4. I. M. Abutalibov, M. B. Asadova, I. G. Jafarov, *Reports of the International Workshop «Quantum particles and Fields-3»*, *Fizika, Bakı*, (2004) в печати.

**FİZİKİ XASSƏLƏRİ ZAMANA GÖRƏ TƏDRİCƏN DƏYİŞƏN MÜHİTDƏ MAQNİT  
MOMENTİNİN KEÇİD ŞÜALANMASI**

**M.B. ƏSƏDOVA**

Zamana görə tədricən dəyişən mühitdə maqnit momentinin keçid şüalanmasına baxılmışdır. Məxsusi və şüalanma sahələri hesablanmışdır. Maqnit və yük şüalanmaları üçün, uyğun olaraq, şüalanmanın maksimal güc bucaqları müəyyən edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, maqnit keçid şüalanması kiçik bucaqlar və böyük enerjilər oblastında daha yüksək olur.

**THE TRANSIENT RADIATION OF THE MAGNETIC MOMENT WHEN THE PHYSICAL  
PROPERTIES OF THE MEDIUM IS CHANGE BY FLOWING IN TIME**

**M.B. ASADOVA**

The transient radiation of the magnetic moment when the dielectric constant is change by flowing in time is considered. The eigen field and radiation field were calculated. The angle of the maximum power of the magnetic and charge radiation was defined. Established that the magnetic transient radiation is become considerable on the small angles and on the sphere of the highs energies.

Редактор: Б.Аскеров