

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ В КРАЕВЫХ ПОЛЯХ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ, ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ МАГНИТОВ

А.В. Серов

Рассмотрены спектрально-угловые и поляризационные характеристики электромагнитного излучения, сформированного на соседних краях двух магнитов, имеющих резкие края, различные значения длины области спада и амплитуды магнитного поля, произвольно ориентированные друг относительно друга.

Излучение релятивистских частиц в краевых полях поворотных магнитов имеет некоторые особенности, выгодно отличающие его от синхротронного излучения [1, 2]. Спектр краевого излучения существенно зависит от отношения длины области спада магнитного поля к радиусу кривизны траектории частицы в поворотном магните. Считают, что поле поворотного магнита имеет резкий край, если угол поворота оси пучка при движении на участке спада магнитного поля много меньше угла расходимости излучения. Резкий край магнитного поля приводит к увеличению интенсивности коротковолновой части спектра излучения с длиной волны $\lambda < l\gamma^{-2}$, где l — длина спада магнитного поля, γ — релятивистский фактор частицы. Теоретически коротковолновое излучение из магнитов с резкими краями рассмотрено в работах [3, 4]. Однако расчеты ограничивались случаем, когда магниты одинаковы и векторы напряженности магнитного поля в первом и втором магнитах коллинеарны. Орбита частиц при этом лежит в плоскости перпендикулярной вектору напряженности магнитного поля. На практике магниты могут иметь различную длину области спада и амплитуду магнитного поля, а векторы напряженности поля могут быть компланарны [5]. Траектория частиц в этом случае представляет собой пространственную кривую. В настоящей работе получены выражения, описывающие спектрально-угловые и поляризационные характеристики излучения, учитывающие поворот второго магнита относительно первого и различия в амплитудах магнитного поля и в длинах области спада поля.

Распределение магнитного поля рассматриваемой системы показано на рис. 1. Поместим начало системы координат в точке, где $H = H_{01}/2$, H_{01} — напряженность магнитного поля первого поворотного магнита. Ось z направим вдоль скорости частицы в прямолинейном промежутке, ось x — вдоль направления магнитного поля в первом магните. Направление наблюдения определим вектором $\mathbf{n}(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, θ — угол между \mathbf{n} и осью z , φ — угол между осью x и проекцией вектора \mathbf{n} на плоскость xy . Спектральное распределение энергии, излучаемой в элемент телесного угла $d\Omega$ в направлении \mathbf{n} в интервал частот $d\omega$ на расстояниях r много больших области формирования излучения равно

$$d\epsilon/d\Omega d\omega = (cr^2/4\pi^2) |E(\omega)|^2,$$

где $E(\omega)$ — фурье-образ вектора напряженности электрического поля волны. Коротковолновая часть спектра излучения релятивистской частицы, проходящей через резкий край магнитного поля, полностью определяется фурье-образом функции, описывающей спад магнитного поля [6]

$$E(\omega) = \frac{e}{c^2 r} \frac{[\mathbf{n}[(\mathbf{n} - \vec{\beta})\vec{\beta}]]}{(1 - \mathbf{n}\vec{\beta})^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikz} f(z) dz, \quad (1)$$

где $\vec{\beta} = v/c$, v — скорость частицы, $\vec{\beta} = (e/mc\gamma)[\vec{\beta}\mathbf{H}]$, $H = H_0 f(z)$, $f(z)$ — функция, описывающая спад магнитного поля, $k = \pi(1 + \theta^2\gamma^2)/\lambda\gamma^2$. Большинство краевых магнитных полей хорошо аппроксимируется функцией [3]

$$f(z) = - (1/\pi) \operatorname{arctg} (\pi z/l) + 0,5, \quad (2)$$

где l — длина края магнитного поля связана с градиентом магнитного поля в средней точке соотношением

$$1/l = |df(z=0)/dz|, \quad f(0) = 0,5.$$

Используя фурье-образ распределения (2): $-i \exp(-kl/\pi)/k$, из (1) получим спектрально-угловые распределения для σ - и π -компонент излучения из первого магнита

$$E_{\sigma 1} = -E_{\sigma 10} \cos \omega t = -BS_{\sigma} [H_{01} \exp(-kl_1/\pi)/k] \cos \omega t; \quad (3)$$

$$E_{\pi 1} = -E_{\pi 10} \cos \omega t = -BS_{\pi} [H_{01} \exp(-kl_1/\pi)/k] \cos \omega t,$$

где $S_{\sigma} = 2\gamma^2 (1 + \gamma^2 \theta^2 - 2\gamma^2 \theta^2 \cos^2 \varphi) (1 + \gamma^2 \theta^2)^{-2}$, $S_{\pi} = 4\gamma^4 \theta^2 \sin \varphi \cos \varphi (1 + \gamma^2 \theta^2)^{-2}$, $B = e^2 \beta / mc^3 \gamma r$.

Распределение краевого поля второго магнита описываем функцией

$$H_2 = H_{02} (\pi^{-1} \operatorname{arctg} [\pi(z-d)/l_2] + 0,5), \quad (4)$$

где d — расстояние между магнитами. Подставляя (4) в (1) для π - и σ -составляющих получаем

$$E_{\sigma 2} = E_{\sigma 20} \cos(\omega t - kd) = BS_{\sigma} [H_{02} \exp(-kl_2/\pi)/k] \cos(\omega t - kd), \quad (5)$$

$$E_{\pi 2} = E_{\pi 20} \cos(\omega t - kd) = BS_{\pi} [H_{02} \exp(-kl_2/\pi)/k] \cos(\omega t - kd).$$

Из (5) следует, что фаза волны, генерируемой частицами в краевых полях второго магнита, сдвинута на kd относительно волны из первого магнита. При $kd = 2\pi n$, где n — целое число, волны гасят друг друга и интенсивность в точке наблюдения минимальна, при $kd = \pi + 2\pi n$ — интенсивность максимальна. При изменении расстояния между магнитами интенсивность излучения в данном направлении будет модулироваться, причем амплитуда модуляции определяется параметрами магнитов. На рис. 2 показано угловое распределение интенсивности σ -компоненты излучения ($I_{\sigma} \propto E_{\sigma}^2$) при различных длинах спада магнитного поля. Видно, что одновременное увеличение l_1 и l_2 приводит к уменьшению интенсивности излучения (кривые 1 и 3), а изменение длины спада магнитного поля одного из магнитов по отношению к другому меняет характер углового распределения (кривые 1 и 2).

Получим выражения, описывающие характеристики краевого излучения в том случае, когда второй магнит повернут вокруг оси z на угол ψ относительно первого магнита. Суммарные E_{σ} и E_{π} составляющие напряженности поля волны определяются формулами

$$E_{\sigma} = E_{\sigma 1} + E_{\sigma 2} \cos \psi - E_{\pi 2} \sin \psi, \quad (6)$$

$$E_{\pi} = E_{\pi 1} + E_{\sigma 2} \sin \psi + E_{\pi 2} \cos \psi.$$

Подставляя (3), (5) в (6), после упрощений получим:

$$E_{\sigma} = [E_{\sigma 10}^2 + (E_{\sigma 20} \cos \psi - E_{\pi 20} \sin \psi)^2 + 2E_{\sigma 10} (E_{\sigma 20} \cos \psi - E_{\pi 20} \sin \psi) \cos kd]^{1/2} \cos(\omega t + a_{\sigma}), \quad (7)$$

$$E_{\pi} = [E_{\pi 10}^2 + (E_{\sigma 20} \sin \psi + E_{\pi 20} \cos \psi)^2 + 2E_{\pi 10} (E_{\sigma 20} \sin \psi + E_{\pi 20} \cos \psi) \cos kd]^{1/2} \cos(\omega t + a_{\pi}),$$

где $\operatorname{tg} a_{\sigma} = (E_{\sigma 20} \cos \psi - E_{\pi 20} \sin \psi) \sin kd / [E_{\sigma 10} + (E_{\sigma 20} \cos \psi - E_{\pi 20} \sin \psi) \cos kd]$, $\operatorname{tg} a_{\pi} = (E_{\sigma 20} \sin \psi + E_{\pi 20} \cos \psi) \sin kd / [E_{\pi 10} + (E_{\sigma 20} \sin \psi + E_{\pi 20} \cos \psi) \cos kd]$.

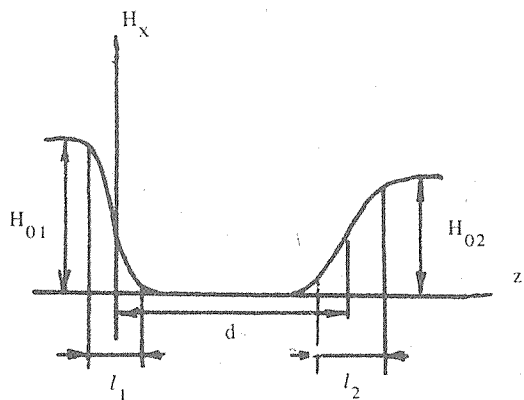


Рис. 1

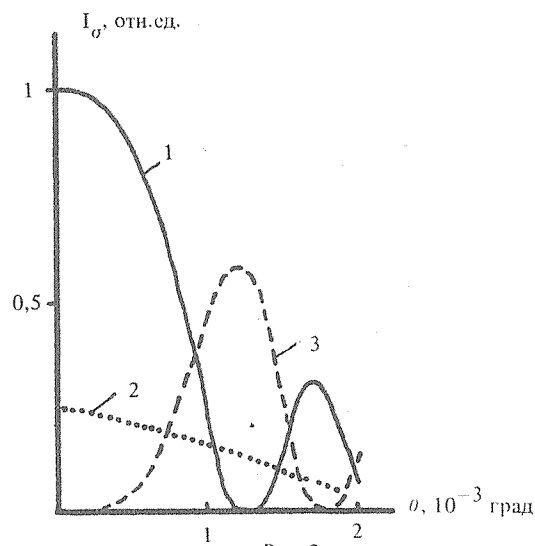


Рис. 2

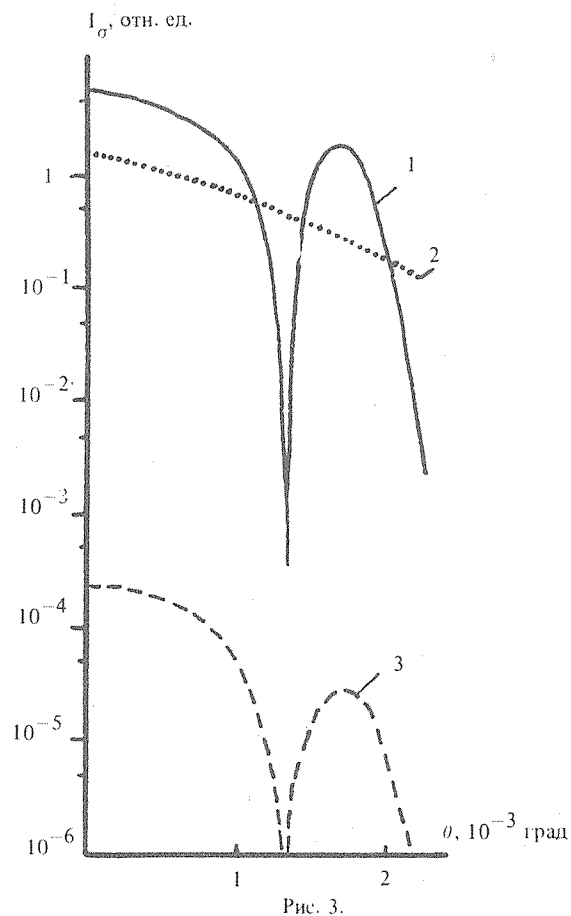


Рис. 3

Рис. 1. Распределение магнитного поля: H_{01}, l_1, H_{02}, l_2 – амплитуды и длины спада магнитного поля первого и второго магнитов соответственно, d – расстояние между магнитами.

Рис. 2. Угловое распределение интенсивности σ -компоненты излучения при $\gamma = 15, \lambda = 10^{-3}$ см, $d = 6,5$ см для различных длин спада магнитного поля: 1) $l_1 = l_2 = 1$ см, 2) $l_1 = 1$ см, $l_2 = 2$ см, 3) $l_1 = l_2 = 2$ см.

Рис. 3. Угловое распределение интенсивности σ -компоненты излучения при $\gamma = 15, \lambda = 10^{-3}$ см, $d = 6,5$ см, $l_1 = l_2 = 1$ см для различных углов поворота второго магнита относительно первого: $\psi = 0$ (1), $\pi/2$ (2), π (3).

Угловая зависимость интенсивности σ -составляющей излучения для различных углов поворота второго магнита представлена на рис. 3. Поворот магнита изменяет интенсивность излучения в данном направлении и поляризацию излучения. Действительно, при угле поворота $\psi = 0$, колебания σ -проекции вектора E совпадают по фазе с колебаниями его π -проекции. Это говорит о том, что излучение линейно поляризовано. При повороте второго магнита на некоторый угол происходит сдвиг фаз между σ - и π -составляющими и излучение в направлениях, где $E_\sigma \neq 0$ и $E_\pi \neq 0$ имеет эллиптическую поляризацию. Если зафиксировать угол поворота, то изменяя расстояние между магнитами можно менять ориентацию эллипса поляризации излучения.

Автор благодарен Башмакову Ю.А. за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин М. М., Эпп В. Я. Ондulatoryное излучение, М., Энергоатомиздат, 1988.
2. Башмаков Ю. А. ЖТФ, 56, 515 (1986).
3. Смоляков Н. В. ЖТФ, 55, 488 (1985).
4. Смоляков Н. В. ЖТФ, 56, 1262 (1986).
5. Sebaf Disign Report. Newport News, Virginia, May 1986.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., Наука, 1967.

Поступила в редакцию 13 июля 1989 г.