МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А.В. Кошелкин

ФАКУЛЬТЕТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Москва 2004

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МИНИСТЕРСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А.В. Кошелкин

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Москва 2004

УДК 537.86/87(075)
ББК 22.336я7
К 76

Кошелкин А.В. **Излучение и рассеяние электромагнитных волн:** *Уч. пособие.* М.: МИФИ, 2004. – 16 с..

В пособии рассмотрено излучение электромагнитных волн нерелятивистскими частицами. Обсуждены понятия поля излучения и собственного кулоновского поля движущегося заряда, указаны критерии отличия таких полей. Исследовано излучение нерелятивистских частиц в вакууме. Указана методика нахождения углового распределения интегральной мощности излучения таких частиц.

Рассмотрению рассеяния электромагнитных волн свободными зарядами. Найдены и исследованы дифференциальные и интегральные характеристики рассеяния как линейно поляризованной, так и неполяризованной электромагнитной волны.

Предлагаемое пособие является дополнением к классическим учебникам Савельева И.В. «Курс общей физики» и Иродова И.Е. «Основные законы электромагнетизма» и предназначено для студентов 2-го курса всех факультетов, изучающих общую физику в МИФИ.

Рецензент В.И. Гервидс

Рекомендовано к изданию редсоветом МИФИ в качестве учебного пособия

ВВЕДЕНИЕ

При изучении электромагнитных волн (ЭМВ) необходимо понимать не только особенности распространения ЭМВ в тех или иных условиях, но каким образом происходит испускание ЭМВ, что является их источником и, наконец, чем отличается поле излучения, скажем от собственного поля точечного заряда. Ответу на эти и ряд других вопросов, связанных с процессом испускания электромагнитных волн, и посвящено данное учебное пособие.

В первом разделе пособия рассмотрено излучение ЭМВ нерелятивистскими частицами. Обсуждены понятия поля излучения и собственного кулоновского поля движущегося заряда, указаны критерии отличия таких полей. Исследовано излучение нерелятивистских частиц в вакууме. Указана методика нахождения углового распределения и интегральной мощности излучения таких частиц.

Второй раздел посвящен рассмотрению рассеяния ЭМВ свободными зарядами. Найдены и исследованы дифференциальные и интегральные характеристики рассеяния как линейно-поляризованных, так и неполяризованных ЭМВ.

1. ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

1.1. Поле излучения и собственное поле точечного заряда

Рассмотрим точечный заряд q, движущийся по заданной траектории. Пусть положение заряда задается радиусом-вектором $\vec{r}(t)$. Такой заряд создает в пространстве изменяющиеся во времени плотность заряда $\rho(t)$ и плотность тока $\vec{j}(t)$. В соответствии с уравнениями Максвелла $\rho(t)$ и $\vec{j}(t)$ являются источниками электромагнитного поля [1]:

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \tag{1}$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \tag{2}$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}; \tag{3}$$

$$\operatorname{div}\vec{H} = 0, \tag{4}$$

где $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – напряженности электрического и магнитного полей, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

Применим операцию вычисления ротора к уравнению (1) и воспользуемся известным из векторного анализа соотношением:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}\vec{A}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div}\vec{A}) - \Delta\vec{A}.$$

В результате, с учетом уравнений (2), (3), получим:

$$\Delta\vec{E} = \mu_0 \frac{\partial\vec{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0}\operatorname{grad}\rho - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}. \tag{5}$$

Пусть движущийся заряд нерелятивистский, т.е. его скорость $\vec{v}(t)$ мала по сравнению со скоростью света $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$, а именно: $|\vec{v}| << c$. Если линейные размеры области, в которой происходит движение заряда – L, то отношение первого и последнего слагаемых в уравнении (5) равно

$$\left| \frac{\Delta\vec{E}}{\varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}} \right| \propto \frac{t^2c^2}{L^2} \propto \frac{c^2}{v^2} >> 1. \tag{6}$$

Таким образом, в случае движения нерелятивистской заряженной частицы в уравнении (5) можно пренебречь последним слагаемым. Тогда получаем:

$$\Delta\vec{E} = \mu_0 \frac{\partial\vec{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0}\operatorname{grad}\rho. \tag{7}$$

Будем искать решение уравнения (7) в виде суперпозиции полей $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, удовлетворяющих уравнениям:

$$\Delta\vec{E}_1 = \mu_0 \frac{\partial\vec{j}}{\partial t}; \tag{8}$$

$$\Delta\vec{E}_2 = \frac{1}{\varepsilon_0}\operatorname{grad}\rho; \tag{9}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \tag{10}$$

Для нахождения решений уравнений (8) и (9) вспомним, что потенциал электростатического поля φ удовлетворяет уравнению:

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \tag{11}$$

С другой стороны, исходя из принципа суперпозиции, для потенциала φ имеем:

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\iiint\frac{\rho(\vec{r}\,')\,dV'}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}, \tag{12}$$

где интегрирование проводится по всем штрихованным координатам по всему трехмерному пространству.

Соотношения (11), (12) означают, что выражение (12) есть решение уравнения (11).

Тогда, сравнивая уравнение (11) с уравнениями (8) и (9) и учитывая, что формула (12) дает решение уравнения (11) для полей $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, находим:

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = -\iiint\frac{\mu_0\frac{\partial\vec{j}}{\partial t}(\vec{r}\,')\,dV'}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}\,'|}; \tag{13}$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}) = -\iiint\frac{\operatorname{grad}\rho(\vec{r}\,')\,dV'}{4\pi\varepsilon_0|\vec{r}-\vec{r}\,'|}. \tag{14}$$

Преобразуем формулу (14), выполнив интегрирование по частям, к виду

$$\vec{E}_2(\vec{r}) = \iiint \frac{\rho(\vec{r}\,')}{4\pi\varepsilon_0} \operatorname{grad}_{r'} \frac{1}{\left|\vec{r} - \vec{r}\,'\right|} dV', \qquad (15)$$

где индекс r' у оператора градиента означает, что дифференцирование в формуле (15) происходит по штрихованным переменным.

Заметим далее, что градиенты функции $\frac{1}{\left|\vec{r} - \vec{r}\,'\right|}$ по штрихованным и нештрихованным переменным отличаются лишь знаком. Тогда, вычислив градиент в выражении (15) по нештрихованной переменной и поменяв после этого знак на противоположный, для поля $\vec{E}_2$ из формулы (15) получаем:

$$\vec{E}_2(\vec{r}) = \iiint \frac{\rho(\vec{r}\,')}{4\pi\varepsilon_0} \frac{(\vec{r} - \vec{r}\,')}{\left|\vec{r} - \vec{r}\,'\right|^3} dV'. \qquad (16)$$

Соотношение (16) – хорошо известное из электростатики выражение для поля, создаваемого зарядами, распределенными в пространстве с плотностью $\rho(\vec{r})$.

Асимптотика (16) для $r >> r' \propto L$, где L – характерный линейный размер области, в которой сосредоточены заряды, дает:

$$\vec{E}_2(\vec{r}) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}, \qquad (17)$$

где Q – суммарный заряд (в нашей задаче, когда рассматривается один заряд $Q = q$).

Перейдем к преобразованию формулы (13) для поля $\vec{E}_1$. В случае $r >> r' \propto L$ из формулы (13) находим:

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi c^2 r} \iiint \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}(\vec{r}\,') dV'. \qquad (18)$$

В случае нерелятивистского движения зарядов частную производную в формуле (18) можно заменить на полную. Поскольку плотность тока – произведение плотности зарядов на скорость зарядов в элементе объема dV, то интеграл в выражении (18) есть производная по времени от дипольного момента заряженной частицы. Итак, для поля $\vec{E}_1$ из соотношения (18), находим:

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi c^2 r}\ddot{\vec{p}}\,, \tag{19}$$

где $\vec{p}(t) = \iiint \rho(\vec{r}\,'(t)) \cdot \vec{r}\,'(t) \cdot dV'$ – электрический дипольный момент нерелятивистского заряда, движущегося по заданной траектории. Точки над вектором $\vec{p}$ обозначают дифференцирование по времени.

Суммируя все вышесказанное для поля $\vec{E}$, создаваемого зарядом, движущимся по заданной траектории, из формул (10), (17), (19) получаем:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r}\ddot{\vec{p}} + \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\vec{r}}{r^3}, \quad r >> L\,. \tag{20}$$

Выражение (20) для напряженности электрического поля движущегося заряда состоит из двух слагаемых, причем:

а) первое слагаемое отлично от нуля только в случае движения заряда с ускорением;

б) второе слагаемое, отвечающее полю точечного заряда, мало по сравнению с первым в случае достаточно больших r (количественные оценки будут приведены ниже). По этой причине второе слагаемое в формуле (20) называют собственным полем точечного заряда, а первое – полем излучения.

Вообще, основное отличие собственного поля и поля излучения заряда – характер убывания поля на больших расстояниях. Поле излучения убывает существенно медленнее собственного поля и вследствие этого можно сказать, что существует само по себе, отдельно от заряда, будучи порожденное им.

1.2. Мощность излучения нерелятивистской заряженной частицы

Постановка задачи. Рассмотрим нерелятивистскую заряженную частицу, совершающую финитное движение в ограниченной области пространства с характерным линейным размером L, расположенной вблизи начала координат (рис. 1). Необходимо найти энергию электромагнитного поля, протекающую в единицу времени в направлении $\vec{n} = \vec{r}/r$ через единичную площадку, расположенную на расстоянии $r \gg L$ и перпендикулярную к радиусу-вектору $\vec{r}$. С количественной точки зрения это означает, что необходимо вычислить величину, называемую мощностью dP излучения, которая определяется формулой:

$$dP = r^2 d\Omega \left|\vec{S}\right|, \tag{21}$$

где $\vec{S}$ – вектор Пойнтинга, $d\Omega$ – элемент телесного угла в направлении вектора $\vec{n} = \vec{r}/r$ (см. рис. 1).

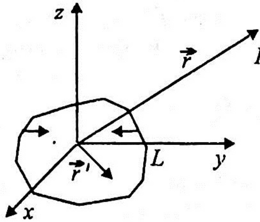

Рис. 1. Положение излучающей частицы (вектор $\vec{r}'$) и точки наблюдения P (вектор $\vec{r}$)

Для нахождения вектора Пойнтинга оценим абсолютные величины полей $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, входящих в формулу (20):

$$\frac{\left|\vec{E}_1\right|}{\left|\vec{E}_2\right|} \approx \frac{\left|\ddot{\vec{p}}\right| r}{Qc^2} \propto \frac{Lr}{T^2 c^2}, \tag{22}$$

где T – характерное время изменения положения излучающей частицы в области пространства с линейным размером L.

Поскольку испускание электромагнитного излучения определяется изменением положения излучающей частицы, то частота излучения $\nu \propto T^{-1}$.

Тогда соотношение (22) может быть переписано в виде:

$$\frac{\left|\vec{E}_1\right|}{\left|\vec{E}_2\right|} \propto \frac{Lr}{\lambda^2}, \tag{23}$$

где λ – длина волны излучения.

Таким образом, на достаточно больших расстояниях, таких что $r >> \lambda^2/L$, напряженность электрического поля определяется полем излучения. Область пространства, определяемая неравенством

$$r >> \lambda^2/L, \qquad (24)$$

называется волновой зоной и именно в ней находится точка наблюдения P (см. рис. 1).

Вследствие неравенств (6), (24) электромагнитную волну в волновой зоне можно приближенно считать плоской. Тогда, зная поле $\vec{E}$, легко найти [1] напряженность магнитного поля $\vec{H}$:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}[\vec{n}, \vec{E}(\vec{r})] = -\frac{1}{4\pi c^2 r}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}[\vec{n}, \ddot{\vec{p}}]. \qquad (25)$$

Далее, используя (25) и определение вектора Пойнтинга [1], из формулы (21) находим мощность излучения в элемент телесного угла в направлении $\vec{n}$:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{16\varepsilon_0\pi^2 c^3}[\vec{n}, \ddot{\vec{p}}]^2 = \frac{1}{16\varepsilon_0\pi^2 c^3}\ddot{\vec{p}}^2 \sin^2\vartheta, \qquad (26)$$

где ϑ – угол между направлениями векторов $\ddot{\vec{p}}$ и $\vec{n}$.

Из соотношения (26) следует, что излучают только частицы, движущиеся с ускорением. Это общее утверждение справедливо как для релятивистских, так и для нерелятивистских частиц, движущихся как в вакууме, так и в среде.*

Анализ формулы (26) показывает, что излучение нерелятивистской частицы сосредоточено, главным образом, в направлениях, перпендикулярных к вектору $\ddot{\vec{p}}$, а излучение строго вперед и назад, т.е. коллинеарно $\ddot{\vec{p}}$, отсутствует (рис. 2).

Пространственное распределение мощности излучения можно представить в виде так называемой диаграммы направленности излучения, которая имеет вид, приведенный на рис. 3.

---

* Исключение составляют так называемое излучение Вавилова – Черенкова и переходное излучения, обсуждение которых выходит за рамки данного пособия.

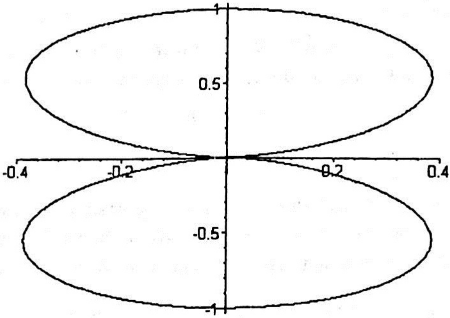

Рис. 2. Зависимость $\frac{16\varepsilon_0\pi^2c^3}{\ddot{p}^2}\frac{dP}{d\Omega}$ от угла излучения ϑ, отсчитываемого против часовой стрелки от положительного направления оси абсцисс

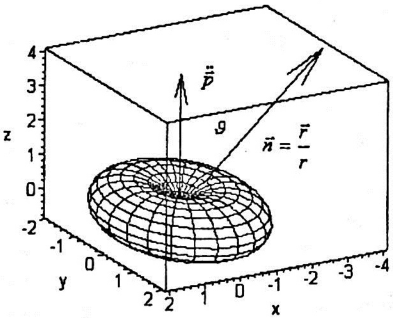

Рис. 3. Диаграмма направленности излучения – зависимость мощности излучения $\frac{16\varepsilon_0\pi^2c^3}{\ddot{p}^2}\frac{dP}{d\Omega}$ от направления на точку наблюдения, задаваемого азимутальным углом ϑ

Проинтегрировав мощность излучения $dP/d\Omega$, даваемую соотношением (26), по всем углам излучения, получаем интегральную мощность излучения:

$$P = \frac{\ddot{\vec{p}}^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}. \qquad (27)$$

Поскольку мощность излучения, даваемая формулами (26), (27) пропорциональна $\ddot{\vec{p}}^2$, то такое излучение часто называется электродипольным.

В заключение отметим, что условие, при котором излучающая частица нерелятивистская $|\vec{v}| << c$, эквивалентно достаточно большим длинам волн излучения (по сравнению с линейным размером области движения частицы): $\lambda >> L$. Поэтому, при $r >> \lambda >> L$, формулы (26), (27) применимы как для одного заряда, так и для системы излучающих частиц.

2. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Если на систему зарядов падает электромагнитная волна, то под ее влиянием заряды приходят в движение. Это движение в свою очередь сопровождается излучением во все стороны (не только в направлении падающей волны). Таким образом, происходит рассеяние первоначальной волны.

Рассеяние удобно характеризовать отношением мощности излучения, испускаемого рассеивающей системой зарядов в данном направлении к плотности потока энергии в падающей волне. Это отношение имеет размерность площади и называется эффективным сечением (или просто сечением) рассеяния:

$$d\sigma = \frac{\langle dP \rangle}{\langle |\vec{S}| \rangle}, \qquad (28)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени.

Рассмотрим рассеяние электромагнитной волны одним свободным зарядом q. Пусть на этот заряд падает плоская монохроматическая линейно-поляризованная волна. Ее электрическое поле можно записать в виде:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha). \qquad (29)$$

Пусть скорость, приобретаемая зарядом под действием поля падающей волны, мала по сравнению со скоростью света. Тогда можно считать, что сила, действующая на заряд, определяется только электрической составляющей силы Лоренца, а влияние магнитной составляющей пренебрежимо мало. В этом случае можно также пренебречь влиянием смещения заряда на его колебания под влиянием поля, поскольку произведение $\vec{k}\vec{r}$ в формуле (29) мало для нерелятивистских частиц $\left|\vec{k}\vec{r}\right|_{\max} \approx v/c \ll 1$. Если заряд совершает колебания вблизи начала координат, то можно считать, что на него все время действует то поле, которое имеется в начале координат:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha). \tag{30}$$

Тогда уравнение движения заряда q в поле электромагнитной волны имеет вид:

$$m\ddot{\vec{r}} = q\vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha), \tag{31}$$

где m – масса заряда.

Из формулы (31) непосредственно следует, что

$$\ddot{\vec{p}} = \frac{q^2}{m}\vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha); \quad \langle dP \rangle = \frac{q^4}{32\varepsilon_0 \pi^2 m^2 c^3}[\vec{n}, \vec{E}_0]\, d\Omega, \tag{32}$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении рассеяния.

Поскольку среднее значение вектора Пойнтинга в плоской волне равно [1]

$$\langle \left|\vec{S}\right| \rangle = \frac{c\varepsilon_0 E_0^2}{2}, \tag{33}$$

то подстановка (32), (33) в формулу (28) приводит к выражению для сечения рассеяния электромагнитной волны:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\varepsilon_0{}^2\pi^2}\left(\frac{q^2}{mc^2}\right)^2 [\vec{n}, \vec{e}_0]^2, \tag{34}$$

где $\vec{e}_0$ – единичный вектор в направлении $\vec{E}_0$. Комбинация параметров $q^2/4\pi\varepsilon_0 mc^2$ применительно к электрону (когда $q = e$, $m = m_e$) называется классическим радиусом электрона:

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \approx 2{,}82 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Если ввести угол ϑ между векторами $\vec{n}$ и $\vec{e}_0$, то формула (34) может быть переписана в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\varepsilon_0{}^2\pi^2}\left(\frac{q^2}{mc^2}\right)^2 \sin^2\vartheta. \tag{35}$$

Из формулы (35) следует, что рассеяние линейно-поляризованной волны происходит в основном в направлениях, перпендикулярных к направлению колебаний вектора электрического поля $\vec{E}_0$ в падающей волне, а рассеяние вдоль $\vec{E}_0$ отсутствует: $d\sigma/d\Omega = 0$.

Интегрирование формулы (35) по полному телесному углу Ω приводит к формуле Томсона для полного сечения рассеяния:

$$\sigma = \frac{1}{16\varepsilon_0{}^2\pi^2}\frac{8\pi}{3}\left(\frac{q^2}{mc^2}\right)^2. \tag{36}$$

Рассмотрим далее рассеяние неполяризованной электромагнитной волны на свободном заряде. Для нахождения соответствующего сечения рассеяния необходимо произвести усреднение в формуле (34) по всем возможным направлениям вектора $\vec{e}_0$ в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения падающей волны, которое будем характеризовать вектором $\vec{n}'$ (рис. 4).

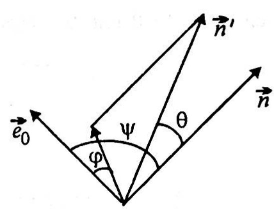

Рис. 4. Взаимное расположение векторов $\vec{n}$, $\vec{n}'$ и $\vec{e}_0$

Заметим, что

$$[\vec{n},\vec{e}_0]^2 = 1 - (\vec{n},\vec{e}_0)^2 \equiv 1 - \cos^2\psi. \tag{37}$$

Из теоремы косинусов для трехгранного угла следует (см. рис. 4):

$$\cos\psi = \cos\theta\cos\frac{\pi}{2} + \cos\varphi\sin\theta\sin\frac{\pi}{2} = \cos\varphi\sin\theta, \tag{38}$$

где φ – угол между вектором $\vec{e}_0$ и вектором, являющимся проекцией вектора $\vec{n}'$ на плоскость, в которой расположен вектор $\vec{e}_0$. Очевидно, что усреднение по всем возможным направлениям вектора $\vec{e}_0$ означает усреднение по всем возможным углам φ (см. рис. 4).

Выполняя указанное усреднение в формуле (34), приходим к сечению рассеяния неполяризованной электромагнитной волны на свободном заряде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{32\varepsilon_0{}^2\pi^2}\left(\frac{q^2}{mc^2}\right)^2 (1+\cos^2\theta)\,, \tag{39}$$

где θ – угол между направлениями падающей и рассеянной волны (угол рассеяния).

Из формулы (39) следует, что в отличие от случая рассеяния линейно-поляризованной волны, неполяризованная волна, в основном, рассеивается вперед ($\theta = 0$) и назад ($\theta = \pi$), а сечение рассеяния в поперечном направление ($\theta = \frac{\pi}{2}$) в два раза меньше, чем в случаях $\theta = 0$ или $\theta = \pi$ (рис. 5).

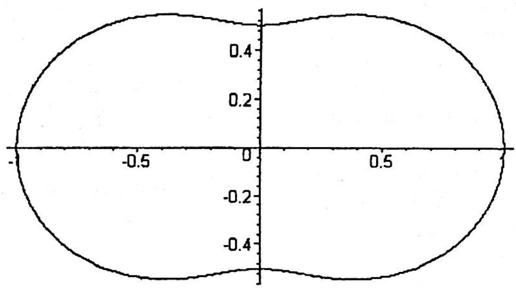

Рис.5. Зависимость $\left(\frac{4\varepsilon_0{}^2\pi^2 mc^2 q^2}{q^2}\right)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ от угла рассеяния θ, отсчитываемого против часовой стрелки от положительного направления оси абсцисс

Диаграмма направленности рассеянного излучения имеет вид, приведенный на рис. 6.

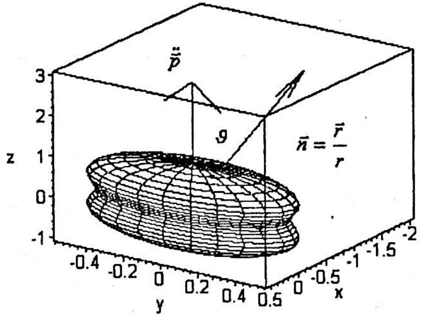

Рис. 6. Диаграмма направленности рассеянного излучения – зависимость сечения рассеяния $\left(\frac{4\varepsilon_0{}^2\pi^2 mc^2 q^2}{q^2}\right)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$ от направления на точку наблюдения, задаваемого азимутальным углом ϑ

Интегрирование (39) по всем углам рассеяния, естественно, приводит к формуле Томсона (36) для полного сечения рассеяния электромагнитной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Т.2. М.: Наука, 1988.

2. *Иродов И.Е.* Основные законы электромагнетизма. М.: Высшая школа, 1991.

СОДЕРЖАНИЕ

Редактор *Н.В. Шумакова*
Оригинал-макет изготовлен *М.В. Макаровой*

Подписано в печать 28.06.2004. Формат 60x84 1/16.
Уч.-изд.л. 1,0. Печ.л. 1,0. Тираж 300 экз.
Изд. № 053-1. Заказ № 615

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31