ность производить измерения при любом постоянном поле от 10 до 230 В. Более высокое напряжение на электродах в этом интервале увеличивает полезный сигнал тока, уменьшая ошибку измерения. К электронному фильтру прикладывалось напряжение 50 В, обеспечивающее полное улавливание электронной компоненты тока. Следуя работе [1], по значению тока насыщения (см. рис. 2) определялся поток на ионизацию $q=dn_e/dt$, составивший 10^9 см$^{-3}$ с$^{-1}$.

На рис. 3 (кривая *1*) приведена зависимость отношения $\eta=n_-/n_e$ от давления в воздухе для несамостоятельного таунсендовского разряда, определенная по описанной методике. В пределах до 500 Тор зависимость линейна, при давлениях, больших 100 Тор, как видно из графика, концентрация отрицательных ионов превышает концентрацию электронов, $\eta>1$. В области давлений, близких к атмосферному, наклон прямой уменьшается, что, по-видимому, связано с уменьшением пробега ионизации α-частиц при высоких давлениях. Для чистого аргона после многократных откачек и напусков разрядной трубки величина η составила 0,02, что связано с уровнем неконтролируемых электроотрицательных примесей в газе.

Аналогичные измерения концентрации отрицательных ионов были проведены для СВЧ-разряда (см. рис. 3, кривая *2*). Разряд возбуждался в колбе, помещенной у обреза волноводной линии, магнетронным генератором с длиной волны 3 см, длительностью импульса 3 мкс и частотой повторения 10—1000 Гц. Импульсная мощность генератора составляла 100 кВт. Измерялся ток, усредненный для 100—1000 импульсов, при этом распадная стадия плазмы не исключалась. Величина η не зависит от частоты повторения импульсов и растет с увеличением давления. При давлениях более 6 Тор $\eta>1$ и, следовательно, влияние отрицательных ионов становится существенным. При исследовании СВЧ-разряда в чистом аргоне при давлении 20 Тор величина η составила 0,05, что, по-видимому, связано с уровнем примесей и ошибкой измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Канатенко М. А. ЖТФ, 1981, 51, № 6, с. 1179. [2] Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.—Л.: ГИТТЛ, 1950. [3] Cravath A. M. Phys. Rev., 1929, 33, p. 605.

Поступила в редакцию
31.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 538.3

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕПОДВИЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В НЕРАВНОМЕРНО ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

В. А. Давыдов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В работе [1] впервые рассмотрено излучение неподвижного точечного заряда при мгновенном переходе изотропной среды в одноосный кристалл. Энергия на излучение при этом черпается от «внешней силы», которая создает нестационарность в среде. Действительно, в случае, когда электромагнитные параметры среды меняются во времени, система «заряды — излучение — среда» не является замкнутой: для изменения свойств среды во времени необходим приток энергии извне (или ее отток). Часть этой энергии может перейти в энергию поля излучения. Однако если среда меняет свои параметры (например, диэлектрическую проницаемость), оставаясь изотропной, неподвижный заряд в ней не излучает. Для излучения необходимо, чтобы в среде появлялись или менялись выделенные направления либо свойства среды менялись бы вдоль некоторых выделенных направлений. Так, в [1] исследовалось излучение неподвижного заряда при мгновенном появлении в среде выделенного направления — оптической оси кристалла.

К описанным выше случаям относятся также движущиеся среды, скорость которых, благодаря каким-либо внешним воздействиям, является функцией времени, — неравномерно движущиеся среды. В таких средах могут излучать покоящиеся источники не только электрического (заряды, диполи и т. д.), но также и магнитного поля (магнитные диполи, токи и т. д.). Ниже мы рассмотрим излучение неподвижных источников магнитного поля в медленно и неравномерно движущейся среде.

Из уравнений Максвелла и материальных соотношений Минковского для медленно движущихся сред [2] можно получить выражение для плотности энергии электромагнитного поля (магнитную проницаемость считаем равной единице):

$$W = \frac{1}{8\pi}(\varepsilon E^2 + H^2) + \frac{\varkappa}{4\pi c}(\mathbf{V}(r, t)\,[\mathbf{H}\times\mathbf{E}]), \tag{1}$$

где **E**, **H** — напряженности соответственно электрического и магнитного полей, $\varkappa = \varepsilon - 1$, ε — диэлектрическая проницаемость среды в системе покоя, $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ — скорость медленно движущейся среды. Если $\mathbf{V} \ll c$, второе слагаемое в (1) можно рассматривать как возмущение и строить теорию возмущений на основе гамильтониана

$$H_1 = \frac{\varkappa}{4\pi c}\int(\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)\,[\mathbf{H}\times\mathbf{E}])\,d\mathbf{r}.$$

Поскольку построение теории возмущений для медленно движущихся сред во многом аналогично соответствующему построению для слабонеоднородных и слабонестационарных сред, сделанному в [3], приведем лишь окончательный результат. Спектральное и угловое распределение энергии излучения источника, создающего в «невозмущенной» медленным движением покоящейся среде электрическое $\mathbf{E}^q(\mathbf{r}, t)$ и магнитное $\mathbf{H}^q(\mathbf{r}, t)$ поля, описывается следующим выражением:

$$W_{\mathbf{k},\lambda}\,d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2(2\pi)^4}{4c^2\varepsilon(\omega)}\,d^3k\left|\int dk_1\,d\omega_1\,(\mathbf{V}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1,\ \omega-\omega_1)\,[\mathbf{H}^q(\mathbf{k}_1, \omega_1)\,\mathbf{e}^\lambda] + \right.$$
$$\left. + \sqrt{\varepsilon(\omega)}\,[[\mathbf{n}\,\mathbf{e}^\lambda]\times\mathbf{E}^q(\mathbf{k}_1, \omega_1)])\right|^2, \tag{2}$$

где $\mathbf{V}(k_1, \omega_1)$, $\mathbf{E}^q(k_1, \omega_1)$, $\mathbf{H}^q(k_1, \omega_1)$ — соответственно фурье-компоненты скорости среды, электрического и магнитного полей источника, $\mathbf{e}^\lambda$ — единичный вектор поляризации, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, $k = \omega\sqrt{\varepsilon}/c$.

Пусть в среде, скорость которой зависит только от времени ($\mathbf{V} = \mathbf{V}(t)$), покоится источник магнитного поля с плотностью тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$. Фурье-компоненты магнитного поля $\mathbf{H}^q$ и скорости $\mathbf{V}$ соответственно равны:

$$\mathbf{H}^q(\mathbf{k}_1, \omega_1) = i\,\frac{4\pi}{c}\,\frac{\delta(\omega_1)}{\mathbf{k}_1^2}\,[\mathbf{k}_1\times j(\mathbf{k}_1)], \tag{3}$$

$$\mathbf{V}(\mathbf{k}_1, \omega_1) = \mathbf{V}(\omega_1)\,\delta(\mathbf{k}_1),$$

где

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}_1) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \mathbf{j}(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{k}_1\mathbf{r}}\, d\mathbf{r},$$

$$\mathbf{V}(\omega_1) = \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{V}(t)\, e^{i\omega_1 t}\, dt.$$

Подстановка (3) в (2) приводит к общему выражению для спектрального и углового распределения энергии излучения неподвижного источника магнитного поля ($\mathbf{E}^q = 0$):

$$\mathbf{W}_{\mathbf{k},\lambda}\, d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2 (2\pi)^6}{c^4\, \varepsilon(\omega)\, k^4} \left|\left(\mathbf{V}(\omega)\left[\mathbf{e}^\lambda\left[\mathbf{k}\times\mathbf{j}(\mathbf{k})\right]\right]\right)\right|^2 d^3k. \quad (4)$$

Рассмотрим теперь подробнее некоторые частные случаи, описываемые формулой (4).

1. Излучение магнитного диполя. Пусть в неравномерно движущейся среде покоится в начале координат точечный магнитный диполь с моментом $\boldsymbol{\mu}$. Фурье-образ плотности тока при этом равен

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}) = \frac{ci}{(2\pi)^3}\, [\mathbf{k}\times\boldsymbol{\mu}]. \quad (5)$$

Подставив (5) в (4), получим выражение для спектрального и углового распределения энергии излучения:

$$W_{\mathbf{k},\lambda}\, d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2}{c^2\, \varepsilon(\omega)\, k^4} \left|\left(\mathbf{V}(\omega)\left[\mathbf{e}^\lambda\left[\mathbf{k}\left[\mathbf{k}\times\boldsymbol{\mu}\right]\right]\right]\right)\right|^2 d^3k. \quad (6)$$

Пусть скорость среды меняется только по величине и не меняется по направлению. Введем сферическую систему координат с осью z, параллельной направлению скорости. Ось x выберем так, чтобы вектор $\boldsymbol{\mu}$ лежал в плоскости xz. При этом распределения энергии излучения волн, поляризованных в плоскости, образованной векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}$ ($\lambda=1$) и перпендикулярно этой плоскости ($\lambda=2$), соответственно равны:

$$W_{\mathbf{k}1}\, d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2\, |\mathbf{V}(\omega)|^2 \mu^2 \sin^2\alpha \cos^2\theta \sin^2\varphi\, d^3k}{c^2\, \varepsilon(\omega)}, \quad (7)$$

$$W_{\mathbf{k}2}\, d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2\, |\mathbf{V}(\omega)|^2 \mu^2 \cos^2\theta\, (\cos\alpha \sin\theta - \sin\alpha \cos\theta \cos\varphi)^2\, d^3k}{c^2\, \varepsilon(\omega)},$$

где α — угол между $\boldsymbol{\mu}$ и осью z; θ, φ — полярный и азимутальный углы введенной выше сферической системы координат. Интегрируя (7) по θ, φ, получим спектральные распределения:

$$W_{\omega_1}\, d\omega = \frac{2\pi\varkappa^2\omega^4\, |\mathbf{V}(\omega)|^2 \mu^2 \sqrt{\varepsilon(\omega)}\, d\omega}{3c^5} \sin^2\alpha = B\sin^2\alpha, \quad (8)$$

$$W_{\omega_2}\, d\omega = B\, \frac{3+\cos^2\alpha}{5},$$

$$W_\omega\, d\omega = (W_{\omega 1} + W_{\omega 2})\, d\omega = \frac{4}{5}\, B\, (1+\sin^2\alpha).$$

2. Излучение прямолинейного провода с током. Если в неравномерно движущейся среде находится бесконечный прямолинейный провод с током I, он также должен излучать. Направим ось z сферической системы координат вдоль провода. При этом плотность тока и ее фурье-образ соответственно равны:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{I}\delta(x)\,\delta(y),\ \ \mathbf{j}(\mathbf{k}) = \mathbf{I}\delta(\mathbf{k}_z)/(2\pi)^2, \quad (9)$$

где $\mathbf{l}=\mathbf{e}_z l$, $\mathbf{e}_z$ — единичный орт оси z. Подставляя (9) в (4), получим выражение для спектрального и углового распределения энергии излучения с единицы длины провода с током:

$$\frac{dW_{k,\lambda}}{dL}d^3k=\frac{\varkappa^2\omega^2 2\pi(\mathbf{k}\mathbf{V}(\omega))^2(\mathbf{e}^{\lambda}\mathbf{l})^2\delta(k_z)d^3k}{c^4\varepsilon(\omega)k^4}. \tag{10}$$

Из (10) следует, что при любой зависимости вектора скорости среды от времени направления излучения всегда перпендикулярны току, а вектор лежит в плоскости, образованной векторами $\mathbf{l}$ и $\mathbf{k}$. Если скорость $\mathbf{V}$ направлена вдоль одной прямой, можно проинтегрировать (10) по углам и получить спектральное распределение:

$$\frac{dW_{\omega}}{dL}d\omega=\frac{2\varkappa^2\omega\pi^2|V(\omega)|^2l^2\sin^2\beta\,d\omega}{\varepsilon(\omega)c^4}, \tag{11}$$

где β —угол между $\mathbf{l}$ и $\mathbf{V}$.

Если скорость среды зависит от времени по гармоническому закону $\mathbf{V}(t)=\mathbf{V}_0\cos\omega_0 t$, фурье-образ скорости равен $\mathbf{V}(\omega)=(\mathbf{V}_0/2)\delta(\omega-\omega_0)$; $(\omega+\omega_0>0)$. При этом из (8), (11) следует, что излучение происходит на частоте ω_0, а выражения для полной мощности излучения диполя и тока имеют вид:

$$P_{\mu}=\frac{\varkappa^2\omega_0^4V_0^2\mu^2(1+\sin^2\alpha)\sqrt{\varepsilon(\omega_0)}}{15c^5},$$

$$\frac{dP_l}{dL}=\frac{\pi\varkappa^2\omega_0V_0^2l^2\sin^2\beta}{4\varepsilon(\omega)c^4}. \tag{12}$$

Автор благодарит Б. М. Болотовского и С. Н. Столярова за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Манева Г. М. Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР, 1977, № 2, с. 21. [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, § 57. М.: ГИФМЛ, 1959. [3] Давыдов В. А. ЖЭТФ, 1981, 80, № 3, с. 859.

Поступила в редакцию
17.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1983. Т. 24, № 4

УДК 539.186.3

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ НА ПОВЕДЕНИЕ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ

А. Л. Годунов, Ш. Д. Куникеев, В. С. Сенашенко

(НИИЯФ)

Экспериментальные исследования столкновений атомов с протонами и различными многозарядными ионами в области промежуточных и больших энергий обнаружили ряд интересных особенностей поведения дважды дифференциальных сечений ионизации в зависимости от энергии и угла эжекции электронов [1, 2]. Природа этих особенностей во многом определяется структурой образовавшегося в результате