ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XIV, № 12 РАДИОФИЗИКА 1971

УДК 531.35

ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ОДНОРОДНОЙ РАВНОМЕРНО ПЕРЕМЕЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Г. М. Гарибян, Ф. А. Костанян

Получены выражения для электромагнитных потенциалов, возбуждаемых дипольным осциллятором, движущимся в однородной равномерно перемещающейся среде Изучен спектр частот, излучаемых таким осциллятором Показано, что высшие гармоники излучения появляются при учете конечных размеров осциллятора. Для точечного осциллятора приводятся формулы излучаемого электрического поля, переходящие в пределе в известные выражения [2, 6, 16].

Имеется ряд работ, посвященных излучению и распространению электромагнитных волн в движущейся среде [1—4], с одной стороны, и излучению движущихся источников в покоящейся среде [3—19],—с другой.

Нами рассматривается поле излучения, генерируемое равномерно движущимся дипольным осциллятором, при наличии однородной равномерно перемещающейся среды. Для решения поставленной задачи используем известные уравнения для 4-потенциала $A_i = (\boldsymbol{A}, i\varphi)$ электромагнитного поля, возбуждаемого источником с 4-плотностью тока j_k в движущейся со скоростью u среде [1, 2, 13]:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x_k^2} - \varkappa c^{-2}\left(u_k \frac{\partial}{\partial x_k}\right)^2\right] A_i = -\frac{4\pi}{c}\mu\left[\delta_{ik} + \frac{\varkappa}{1+\varkappa}\frac{u_i u_k}{c^2}\right] j_k, \tag{1}$$

где u_k— 4-скорость движения среды, $\varkappa = \varepsilon\mu - 1$, ε и μ — диэлектрическая проницаемость и магнитная восприимчивость среды соответственно, δ_{ik} — символ Кронекера.

Подставив $\boldsymbol{A}$, φ, $\boldsymbol{j}$ и ρ в уравнение (1) в виде разложения в четырехкратные интегралы Фурье вида $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, t) = \int \boldsymbol{A}_{\boldsymbol{k},\omega} d\boldsymbol{k} d\omega \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t)]$ и решая получающиеся алгебраические уравнения, найдем $\boldsymbol{A}_{\boldsymbol{k},\omega}$ и $\varphi_{\boldsymbol{k},\omega}$, выраженные через $\boldsymbol{j}_{\boldsymbol{k},\omega}$ и $\rho_{\boldsymbol{k},\omega}$ (см., например, [1, 3, 4]). Для движущегося со скоростью $\boldsymbol{v}$ точечного осциллятора, дипольный момент которого совершает гармонические колебания с частотой Ω и амплитудой $\boldsymbol{p}$, последние имеют вид [5, 6, 9—12]

$$\boldsymbol{j}_{\boldsymbol{k},\omega} = -\frac{i}{2(2\pi)^3}\{[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{vp}]] + \boldsymbol{p}\omega\}[\delta(\boldsymbol{kv} - \omega - \Omega) + \delta(\boldsymbol{kv} - \omega + \Omega)],$$
$$\rho_{\boldsymbol{k},\omega} = \frac{\boldsymbol{k}}{\omega}\boldsymbol{j}_{\boldsymbol{k},\omega}. \tag{2}$$

Рассматривая систему двух разноименных зарядов величины e, колеблющихся в противофазе с амплитудой $\boldsymbol{l}$, для фурье-компоненты плотности тока этой системы можно получить выражение (ср. [7, 8])

$$\boldsymbol{j}_{\boldsymbol{k},\omega} = -\frac{2ie}{(2\pi)^3}\sum_{s=-\infty}^{\infty} I_{2s+1}(\boldsymbol{kl})(-1)^s \boldsymbol{v}_{2s+1}\delta(\boldsymbol{kv}_{2s+1} - \omega), \tag{3}$$

$$v_{2s+1} = v - \frac{l\Omega}{kl}(2s+1).$$

В пределе $l \to 0$, $e \to \infty$, но так, чтобы $p = 2el = \mathrm{const}$, формула (3) переходит в формулу (2). Точечный осциллятор, описываемый формулой (2), обычно называют диполем Герца [14].

Рассмотрим подробнее выражение (3). Наличие δ-функции означает, что в электромагнитное поле осциллятора дадут вклад те плоские волны, частоты которых связаны с волновым вектором посредством соотношения

$$kv_{2s+1} - \omega = 0. \tag{4}$$

С другой стороны, в движущейся среде имеем

$$k = \frac{\omega}{c} n(\vartheta', \omega), \tag{5}$$

где (см. [1, 3, 4])

$$n(\vartheta', \omega) = \frac{\sqrt{1 + \varkappa + \varkappa\gamma^2\beta^2 \sin^2 \vartheta'} - \varkappa\gamma^2\beta \cos \vartheta'}{1 - \varkappa\gamma^2\beta^2 \cos^2 \vartheta'}, \tag{6}$$

причем ϑ' — угол между $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{u}$, а $\varkappa$ зависит от смещенной частоты $\omega' = \gamma(\omega - \boldsymbol{ku})$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = u/c$. Подставив (5) в (4) и учитывая (3), получим

$$\omega = -\frac{\Omega(2s+1)}{1 - (v/c)\, n(\vartheta', \omega) \cos \theta'}, \tag{7}$$

где θ' — угол между скоростью $\boldsymbol{v}$ и волновым вектором $\boldsymbol{k}$. Полученное уравнение определяет частоту испущенного электромагнитного излучения через частоту колебаний осциллятора, характеристики среды и угол θ', т. е. описывает эффект Доплера по волновому вектору в движущейся среде. Из (7) видно, что в модели двух разноименных зарядов частота излученного поля содержит гармоники, нечетные кратные основной. Движение среды сказывается в анизотропии показателя преломления (6).

Решая уравнения (1) с плотностью тока (3), получим выражения для потенциалов в виде некоторой суммы. Из требования вещественности полей следует, что в этих выражениях члены суммы с $s = m$ и $s = -m - 1$ комплексно сопряжены, поэтому их необходимо рассматривать попарно.

Для первой такой пары с $s = 0$ и $s = -1$ из (7) получаем известные формулы Франка [6], причем при $s = 0$ имеем «сверхсветовой» эффект Доплера, когда $(v/c)\, n(\vartheta', \omega) \cos \theta' > 1$, а при $s = -1$ — «досветовой» эффект Доплера, когда $(v/c)\, n(\vartheta', \omega) \cos \theta' < 1$.

Отметим, что в предельном переходе от формулы (3) к диполю Герца, описываемому плотностью тока (2), отличной от нуля также оказывается первая пара членов с $s = 0$ и $s = -1$. Высшие гармоники под знаком суммы в (3) (члены с $s = 1$ и $s = -2$ и т. д.) соответствуют учету конечных размеров осциллятора. Обратимся теперь к нахождению поля, возбуждаемого точечным осциллятором с плотностью тока (2).

а) Пусть осциллятор движется и излучает на некоторой длине L траектории в течение промежутка времени от $-T$ до T. В этом случае в плотности тока (2) вместо каждой из двух δ-функций напишем выражения типа

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-T}^{T} \exp\{-i[\boldsymbol{kv}t' - (\omega \pm \Omega)t']\}dt', \tag{2a}$$

аналогично тому, как это сделано в [6] для поляризаций. Проводя интегрирование в пространстве волновых векторов по $d\boldsymbol{k}$ и по времени t', определяющему координаты движущегося осциллятора, в так называемой зоне Фраунгофера, где сказывается конечность трека осциллятора, получим для электрического поля в случае отсутствия дисперсии, когда $\boldsymbol{p} \parallel \boldsymbol{v} \parallel \boldsymbol{u} \parallel z$:

$$E_\vartheta = -\mu p \frac{\Omega^{*2}}{c^2} \frac{\cos\Omega^*(t - Rn_{\text{эфф}}(\vartheta)/c)}{R\,|1-(v/c)\,n_{\text{эфф}}(\vartheta)\cos\vartheta|} \frac{\sin\vartheta}{(1-\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\vartheta)^{3/2}},$$
$$E_\alpha = E_r = 0. \tag{8}$$

В случае же $\boldsymbol{p} \parallel x$, $\boldsymbol{v} \parallel x$, $\boldsymbol{u} \parallel z$ имеем

$$E_\alpha = -\mu p \frac{\Omega'^2}{c^2} \frac{\cos\Omega'(t - Rn_{\text{эфф}}(\vartheta)/c)}{R\,|1-(v/c)\,n_{\text{эфф}}(\vartheta)\sin\vartheta\cos\alpha|} \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\vartheta}},$$
$$E_\vartheta = \mu p \frac{\Omega'^2}{c^2} \frac{\cos\Omega'(t - Rn_{\text{эфф}}(\vartheta)/c)}{R\,|1-(v/c)\,n_{\text{эфф}}(\vartheta)\sin\vartheta\cos\alpha|} \frac{\cos\alpha\cos\vartheta}{(1-\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\vartheta)^{3/2}},$$
$$E_r = 0. \tag{9}$$

В формулах (8) и (9)

$$\Omega'^{,*} = \frac{\Omega}{1-(v/c)\,n_{\text{эфф}}(\vartheta)\cos\theta}, \tag{10}$$

где

$$n_{\text{эфф}}(\vartheta) = \frac{\sqrt{1+\varkappa}\sqrt{1-\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\vartheta} - \varkappa\gamma^2\beta^2\cos\vartheta}{1-\varkappa\gamma^2\beta^2}, \tag{11}$$

ϑ, α, R — сферические координаты с началом в середине трека осциллятора и с полярной осью вдоль $\boldsymbol{u}$, а θ — угол между $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{v}$.

Формулы (8) и (9) заданы в интервале времени, определяемом из неравенства

$$-T\left[1-\frac{v}{c}n_{\text{эфф}}(\vartheta)\cos\theta\right] \leqslant 1 - \frac{Rn_{\text{эфф}}(\vartheta)}{c} \leqslant T\left[1-\frac{v}{c}n_{\text{эфф}}(\vartheta)\cos\theta\right]. \tag{12}$$

Здесь, как и в [6], мы не рассматриваем излучение, связанное с мгновенностью «рождения» диполя в $-T$ и «умирания» в T.

Формулы (8) и (9) дают решение поставленной задачи, т. е. определяют поля, возбуждаемые движущимся осциллятором, при наличии движущейся среды. Формулы (10) определяют частоту поля осциллятора в зоне Фраунгофера в зависимости от скоростей движения осциллятора и среды, в заданном направлении, т. е. описывают эффект Доплера по лучу в движущейся среде без дисперсии.

Движение среды приводит к увлечению полей, описываемому множителем $(1-\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\vartheta)^{-3/2}$ в формуле (8) и аналогичным множителем в (9). Без этого множителя поля внешне имеют тот же вид, что и в покоящейся среде, но с показателем преломления (11). Формулы (8) и (9) в пределе $v \to 0$ переходят в соответствующие формулы работы [2]. В другом предельном случае $u \to 0$ формулы (8) и (9) переходят в формулы для поля движущегося осциллятора в покоящейся среде [6]. В нашем случае движение самого осциллятора приводит к допплеровскому смещению частоты по формуле (10), а в угловой зависимости излучения появляется характерный множитель $|1 - n_{\text{эфф}}(\vartheta) \times \times (v/c)\cos\theta|^{-1}$.

б) Рассмотрим теперь поля осциллятора в той области волновой зоны, где $R \ll L$. Это соответствует бесконечному движению осциллятора, и мы можем пользоваться выражением (2) для плотности тока.

Далее мы будем рассматривать движение осциллятора параллельно направлению движения среды. Этот случай примечателен тем, что для бесконечного движения осциллятора оказывается возможным провести интегрирование по $d\boldsymbol{k}$ в выражениях для полей без конкретизации вида дисперсии среды. Дело в том, что если в системе покоя среды K' показатель преломления n зависит от частоты ω', то в системе K наблюдателя, относительно которой K' движется со скоростью $\boldsymbol{u}$, аргументом n является, как уже было сказано выше, смещенная частота [1, 3, 4]: $\gamma(\omega - \boldsymbol{k}\boldsymbol{u})$. Поэтому учет частотной дисперсии среды в K' приводит к появлению так называемой «конвективной» пространственной дисперсии [3] в системе K, и интегрирование в пространстве волновых векторов должно проводиться с учетом этой зависимости. В случае же $\boldsymbol{v} \parallel \boldsymbol{u} \parallel z$ интегрирование по k_z в формулах для полей проводится с помощью δ-функций, входящих в (2), в результате чего в скалярном произведении $\boldsymbol{k}\boldsymbol{u} = k_z u$ вместо k_z появляется $(\omega \pm \Omega)/v$, а аргумент n преобразуется к виду $\gamma[\omega - u(\omega \pm \Omega)/v]$.

Таким образом, при дальнейшем интегрировании по k_x и k_y мы можем считать $\varkappa$ постоянным.

В случае, когда $\boldsymbol{p} \parallel \boldsymbol{u} \parallel \boldsymbol{v} \parallel z$, интегралы по k_x и k_y сводятся к известным:

$$\int \frac{\exp(i\varkappa\rho)}{\varkappa^2 + b^2} \varkappa\, d\varkappa\, d\Phi = 2\pi K_0(\rho b) \tag{13}$$

при условии

$$\operatorname{Re} b > 0. \tag{14}$$

Воспользовавшись асимптотикой функции Макдональда K_0 в дальней зоне, получим для отличных от нуля компонент полей в цилиндрических координатах z, ρ, α ($\mu = 1$):

$$E_z = \frac{p}{4v}\sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \int \frac{1}{\varepsilon(\omega')} \{ S_+ \sqrt{S_+}\, e^{x_+} + S_- \sqrt{S_-}\, e^{x_-} \}\, d\omega; \tag{15}$$

$$E_\rho = \frac{p}{4v}\sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \int \frac{1}{\varepsilon(\omega')} \{ h_+ \sqrt{S_+}\, e^{x_+} + h_- \sqrt{S_-}\, e^{x_-} \}\, d\omega; \tag{16}$$

$$H_\alpha = \frac{p}{4v}\sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \int \frac{1}{\varepsilon(\omega')} \{ f_+ \sqrt{S_+}\, e^{x_+} + f_- \sqrt{S_-}\, e^{x_-} \}\, d\omega, \tag{17}$$

где

$$h_\pm = \frac{\omega \pm \Omega}{v}\gamma^2 + \varepsilon(\omega')\gamma\beta\frac{\omega'}{c}; \tag{18}$$

$$S_\pm = \varepsilon(\omega')\left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 - \gamma^2\left(\frac{\omega}{c}\beta - \frac{\omega \pm \Omega}{v}\right)^2; \tag{19}$$

$$f_\pm = \varepsilon(\omega')\frac{\omega'}{c}\gamma - \beta\gamma^2\left(\frac{\omega}{c}\beta - \frac{\omega \pm \Omega}{v}\right); \tag{20}$$

$$x_{\pm} = -i\left(\omega t + S_{\pm}\rho - \frac{\omega \pm \Omega}{v}z + \frac{\pi}{4}\right); \tag{21}$$

$$\omega' = \gamma\left[\omega - \frac{u}{v}(\omega \pm \Omega)\right]. \tag{22}$$

Формулы (15)—(22) определяют поле осциллятора в движущейся диспергирующей среде. Полученные выражения в пределе $u \to 0$ совпадают с соответствующими формулами (9) работы [16].

Рассмотрим подробнее условие (14), или $\operatorname{Im} S_{\pm} < 0$. Пусть сначала $\operatorname{Re} S_{\pm}^2 > 0$. Тогда представим $S_{\pm}^2$ в виде

$$S_{\pm}^2 = A_{\pm}^2 + i\Delta_{\pm}, \tag{23}$$

где $A_{\pm}$ и $\Delta_{\pm}$ — действительны. При этом $\Delta_{\pm}$ имеет вид

$$\Delta_{\pm} = \varepsilon''(\omega')\left(\frac{\omega'}{c}\right)^2, \tag{24}$$

где ε'' — мнимая часть $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, являющаяся функцией смещенной частоты (22). Величина $\Delta_{\pm}$ положительна при $\omega' > 0$, так как при этом $\varepsilon'' > 0$, и $\Delta_{\pm} < 0$ при $\omega' < 0$. Считая ε'' малым, получим из (23)

$$S_{\pm} = \left(A_{\pm} - \frac{i}{2}\frac{\Delta_{\pm}}{A_{\pm}}\right)\operatorname{sgn}\omega'. \tag{25}$$

Мы выбрали положительное значение корня из (23), исходя из условия $\operatorname{Im} S_{\pm} < 0$. Появление знаковой функции в (25) связано с тем, что ε'' является нечетной функцией частоты [17], а условие $\operatorname{Im} S_{\pm} < 0$ должно удовлетворяться при всех частотах — положительных и отрицательных. Из (25) нетрудно видеть, что так как $\varepsilon(-\omega') = \varepsilon^*(\omega')$ [17], то $S_{\pm}(-\omega) = -S_{\mp}^*(\omega)$, а из (18) и (20) видно, что $f_{\pm}(-\omega) = -f_{\mp}^*(\omega)$ и $h_{\pm}(-\omega) = -h_{\mp}^*(\omega)$. Легко убедиться в том, что эти соотношения обеспечивают вещественность полей в формулах (15)—(17).

Пусть теперь $\operatorname{Re} S_{\pm}^2 < 0$. Тогда можно записать $S_{\pm}^2$ в виде

$$S_{\pm}^2 = -B_{\pm}^2 + i\Delta_{\pm}. \tag{26}$$

Для малых ε'', учитывая условие $\operatorname{Im} S_{\pm} < 0$, получим

$$S_{\pm} = -iB_{\pm}\left(1 - \frac{i}{2}\frac{\Delta_{\pm}}{B_{\pm}^2}\right). \tag{27}$$

При этом выполняется также соотношение $S_{\pm}(-\omega) = -S_{\mp}^*(\omega)$.

Используя полученные формулы (25) и (27), исследуем теперь поведение полей излучения в зависимости от частоты. Из (21) видно, что затухание поля определяется малостью мнимой части $S_{\pm}$, а из (25) и (27) можно заключить, что затухание слабо в области частот $\operatorname{Re} S_{\pm}^2 > 0$. Знаки $\operatorname{Re} S_{\pm}^2$ определяются поведением квадратного трехчлена:

$$\operatorname{Re} S_{\pm}^2 = \varepsilon'(\omega')\gamma^2\left(\frac{\omega}{c} - \frac{\omega \pm \Omega}{v}\frac{u}{c}\right)^2 - \gamma^2\left(\frac{\omega}{c}\frac{u}{c} - \frac{\omega \pm \Omega}{v}\right)^2. \tag{28}$$

Корни $\operatorname{Re} S_{-}^2$, например, определяются отсюда как

$$\omega_{1,2}=\frac{\Omega\left(1\pm\beta\sqrt{\varepsilon'(\omega')}\right)}{1-\frac{uv}{c^2}\pm\frac{u-v}{c}\sqrt{\varepsilon'(\omega')}},\tag{29}$$

корни же $\operatorname{Re}S^2_+$ получаются из (29) заменой знака у Ω. Заметим, что в пределе $u\to 0$ получаем из (29) формулы (2) заметки [18].

Поведение трехчлена (28) зависит от знака коэффициента при старшем члене $\alpha=v^{-2}\gamma^2\left[\varepsilon'(u-v)^2c^{-2}-(1-uvc^{-2})^2\right]$. Если $\alpha>0$, то области частот, для которых $\operatorname{Re}S^2_\pm>0$, лежат вне интервала $(\omega_1,\ \omega_2)$, т. е. в среде излучается бесконечный спектр частот. Условие $\alpha>0$ в покоящейся среде приводит к $\sqrt{\varepsilon'}(v/c)>1$. Если же $\alpha<0$, что соответствует в покоящейся среде $\sqrt{\varepsilon'}(v/c)<1$, то область излученных частот лежит внутри интервала $(\omega_1,\ \omega_2)$.

Рассмотрим теперь угловую зависимость излучения. Из формулы (21) видно, что нормаль к поверхности постоянной фазы образует с осью z угол ϑ', определяемый формулой

$$\cos\vartheta'=\frac{1\mp\Omega/\omega}{\frac{v}{c}\sqrt{1+\varkappa\gamma^2\left[1-\frac{u}{v}\left(1\mp\frac{\Omega}{\omega}\right)\right]^2}},\tag{30}$$

переходящей в пределе $u\to 0$ в формулы (23) и (24) работы [16], а при $\Omega=0$—совпадающей с условием излучения Вавилова—Черенкова в движущейся среде [1]. В покоящейся же среде при $\Omega=0$ имеем известное условие излучения Вавилова—Черенкова [11] $\cos^{-1}\vartheta'=n(\omega)v/c$. Из (30) вытекает условие Допплера

$$\omega=\frac{\Omega}{|1-(v/c)\,n(\omega',\vartheta')\cos\vartheta'|},\tag{31}$$

где $n(\omega',\vartheta')$ дается формулой (6), в которой $\varkappa$ является функцией смещенной частоты (22). Наличие модуля в (31) связано с необходимостью различать «досветовой» (нижний знак в (30)) и «сверхсветовой» эффект Допплера, т. е. формула (31) совпадает с формулой (7), написанной для первой пары $s=0$ и $s=-1$.

Отметим, что в работе [5] рассматривается излучение электрона и атома (осциллятора), движущихся по оси канала в покоящейся среде, а в [16] рассматривается излучение движущегося осциллятора в сплошной покоящейся среде. При этом излучение осциллятора в работе [16] называется черенковским, и из формул (23) и (24) указанной работы (являющихся предельными случаями $u=0$ нашей формулы (30)) делается вывод о наличии двух черенковских конусов для движущегося осциллятора. В заметке же [18] подвергается критике точка зрения автора работы [16]. Согласно [18], первый конус (формула (23) работы [16]) описывает обычное излучение диполя в пределе $v\to 0$. Что же касается второго конуса, то в [18], как и в [16], последний отождествляется с черенковским.

Между тем, для движущегося осциллятора, который в собственной системе отсчета K' излучает волны с частотой Ω', в системе наблюдателя K излучение имеет частоту (31), где $\Omega=\Omega'\sqrt{1-v^2c^{-2}}$. При этом имеются не «два конуса излучения», а области нормального и аномального эффекта Допплера. Дело в том, что не угол наблюдения является функцией частоты, а частота излучения преобразуется по-разному в зависимости от направления наблюдения. А именно, внутри черенковского конуса $(\cos^{-1}\vartheta'=nv/c)$ преобразование частоты происходит согласно формуле (31), и с ростом ϑ' частота излучения увеличивается, т. е. имеет место аномальный эффект Допплера. Вне черенковского конуса преобразование частоты опять происходит согласно (31), однако теперь с ростом ϑ' частота уменьшается, т. е. имеем нормальный эффект Допплера [6, 19].

Что же касается излучения Вавилова—Черенкова, то, как показано в работе [6], последнее вообще не имеет места в случае, рассмотренном автором [16].

Авторы выражают свою искреннюю благодарность А. Ц. Аматуни, К. А. Барсукову, Б. М. Болотовскому, О. С. Мергеляну, Ч. Р. Папазу и С. Н. Столярову за полезные обсуждения в ходе выполнения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Болотовский, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ, **37**, № 5, 1346 (1959).
2. K. S. H. Lee, C. H. Papas, J. Math. Phys., **5**, 1668 (1964); IEEE Trans., **AP-13**, 799 (1965).
3. С. Н Столяров, ЖЭТФ, **33**, № 5, 565 (1963); Диссертация, ФИАН, М., 1963.
4. Б. М. Болотовский, О. С. Мергелян, С. Н. Столяров, Изв. АН Армянской ССР, Физика, **4**, 203 (1969).
5. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ДАН СССР, **56**, № 7, 699 (1947)
6. И. М. Франк, Изв АН СССР, серия физическая, **6**, 3 (1942).
7. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ, **34**, 131 (1958); **36**, 1335 (1959)
8. Б. В. Хачатрян, Изв. высш. уч. зав—Радиофизика, **6**, № 5, 904 (1963).
9. К. А. Барсуков, Б. М. Болотовский, Изв высш уч. зав.—Радиофизика, **8**, № 4, 760 (1965)
10. И. М. Франк, ЖЭТФ, **38**, 1751 (1960).
11. В. П Зрелов, Излучение Вавилова—Черенкова и его применение в физике высоких энергий, том 1, Атомиздат, М., 1968.
12. А. Ц Аматуни, Изв. АН Армянской ССР (серия физ.-мат. наук), **13**, 111 (1960).
13. C. H. Papas, Theory of Electromagnetic Wave Propagation, Mc Graw-Hill, N. Y., 1965.
14. T. P. Khan, J. of Phys. A, General Phys., **3**, № 3, 246 (1970).
15. И. М. Франк, УФН, **68**, 397 (1959).
16. R. M. Khan, Japan J. Appl. Phys., **9**, № 1, 120 (1970).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М., 1957.
18. Tsutomu Watanabe, Japan J. Appl. Phys., **9**, № 5, 576 (1970).
19. В. Л. Гинзбург, УФН, **69**, № 4, 537 (1959).

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
7 июля 1970 г.
после объединения
3 июня 1971 г.

RADIATION FROM AN OSCILLATOR PASSING THROUGH THE HOMOGENEOUS UNIFORMLY MOVING MEDIUM

G. M. Garibian, F. A. Kostanian

Electromagnetic potentials generated by the dipole oscillator passing through the homogeneous uniformly moving medium are obtained. Frequency spectrum of radiation is being studied. Taking into account the finite size of the oscillator the higher harmonics of radiation are shown to appear. For the point-size oscillator radiation the formulas of the far-zone electric field are derived coinsiding in the limit with the well-known ones [2, 6, 16].