ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1975

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.30

Г. М. МАНЕВА

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ СВЕРХСВЕТОВОГО ИСТОЧНИКА

Теория относительности утверждает, что предельной скоростью, с которой распространяется сигнал, а следовательно и любая частица, является скорость света в вакууме. Вследствие этого обычно считается, что излучение Вавилова — Черенкова в вакууме невозможно. В работе [1] было указано на возможность движения со сверхсветовой скоростью световых пятен («зайчиков») и предложены конкретные модели источников электромагнитных волн, движущихся со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Сверхсветовые источники представляют интерес с точки зрения генерации электромагнитных волн. **Возможно, что аналогичные источники** играют роль в астрофизике (одна из моделей, связанная с излучением пульсаров, рассмотрена в [4]).

В данной работе предлагается модель источника, движущегося со скоростью, больше скорости света в пустоте и излучающего волны Вавилова — Черенкова в вакууме. Рассмотрим точное решение задачи о падении заряженной нити на плоскую границу раздела идеального проводника, заполняющего пространство $y<0$. Нить находится в плоскости XY и составляет с осью X угол Ψ. Плотность заряда обозначим через q. Нить движется в вакууме со скоростью $\mathbf{u}$ параллельно оси Y и падает на плоскость раздела. При падении нити на границу раздела возникает переходное излучение. Скорость, с которой движется точка пересечения, равна

$$V=\frac{u}{\operatorname{tg}\Psi}. \tag{1}$$

Можно подобрать так u и Ψ, что величина V окажется сколь угодно большой, в частности больше скорости света в вакууме C. В [2 и 3] было предсказано, что в случае $V>C$ в результате интерференции излучение дает черенковский конус.

Рассмотрим количественно задачу о падении нити длины $2a$. Поле над плоскостью определяется частью нити, расположенной при $y>0$, и ее противоположно заряженным зеркальным изображением, находящимся при $y<0$.

Плотность тока нити в области пространства $-a\leqslant x\leqslant a$:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r})=q\,\delta(z)\,\mathbf{u}\,[\delta(\mathbf{r}.\mathbf{n}_1-ut\cos\Psi\,\theta(y))+\delta(\mathbf{r}.\mathbf{n}_2-ut\cos\Psi)\,\theta(-y))], \tag{2}$$

где $\mathbf{u}(0, -u, 0)$, $\mathbf{n}_1(\sin\Psi, -\cos\Psi, 0)$ и $\mathbf{n}_2(\sin\Psi, \cos\Psi, 0)$ — единичные вектора, перпендикулярные нити и ее изображению. В области пространства $|x|>a$ плотность тока равна нулю. Отсюда можем найти Фурье-компонент вектора плотности тока в точке $\mathbf{r}$:

$$\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r})=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{j}(\mathbf{r},t)\,e^{i\omega t}\,dt \tag{3}$$

и Фурье-компонент вектор-потенциала поля

$$\mathbf{A}_\omega(\mathbf{r})=\frac{1}{c}\int\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\,\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}')\,d\mathbf{r}', \tag{4}$$

где $\mathbf{k}=k\mathbf{n}$; $k=\frac{\omega}{c}$; $\mathbf{n}=\frac{\mathbf{r}}{r}$.

Излучение любого участка нити при равномерном прямолинейном движении в вакууме равно нулю. Излучение данного сверхсветового источника является результатом интерференции волн, излучаемых отдельными частями нити при их пересечении границы раздела. Это позволяет найти поле в «волновой зоне» источника, т. е. вычислить интеграл (4) при условии $|x'|\leqslant a\ll r$; $y'\ll r$; $z'\ll r$.

Используя формулы (2), (3), (4), получаем

$$A_{\omega Y}(\mathbf{r})=\frac{iq}{\pi c\omega\cos\Psi}\cdot\frac{e^{ikr}}{r}\left(\frac{1}{\frac{1}{u}-\frac{n_y}{c}}+\frac{1}{\frac{1}{u}+\frac{n_y}{c}}\right)\frac{\sin a\,\omega\left(\frac{n_x}{c}-\frac{1}{V}\right)}{\omega\left(\frac{n_x}{c}-\frac{1}{V}\right)}, \tag{5}$$

причем $\mathbf{A}_\omega(0,\ A_{\omega Y},\ 0)$.

Рассмотрим излучение нити бесконечной длины, совершая в (5) предельный переход $a\to\infty$ при сохранении условия $\frac{a}{r}\ll 1$. Предельный переход с учетом соотношения

$$\lim_{a\to\infty}\frac{\sin ax}{\pi x}=\delta(x)$$

приводит к выражению для вектор-потенциала бесконечно длинной нити

$$A_{\omega Y}(\mathbf{r})=\frac{iq}{c\,\omega^2\cos\Psi}\,\frac{e^{ikr}}{r}\left(\frac{1}{\frac{1}{u}-\frac{1}{c}n_Y}+\frac{1}{\frac{1}{u}+\frac{1}{c}n_Y}\right)\times$$
$$\times\,\delta\left(\frac{1}{V}-\frac{1}{c}n_x\right). \tag{6}$$

В выражение (6) входит множителем δ-функция, что означает, что излучение отлично от нуля только при выполнении условия

$$k_x=\frac{\omega}{u}\operatorname{tg}\Psi. \tag{7}$$

Имея в виду, что скорость источника дается формулой (1), получаем условие излучения, совпадающее с известным условием Вавилова — Черенкова:

$$\cos\theta=\frac{c}{V}, \tag{8}$$

где θ — угол между волновым вектором и осью X. Следовательно, волновые векторы излученных волн параллельны образующим конуса с осью, совпадающей с осью X и углом раствора θ.

Зная $\mathbf{A}_\omega$, можно вычислить поле излучения и найти поток энергии. Для энергии, излучаемой в единицу времени на единичном интервале частот, получаем распределение по азимутальному углу φ:

$$\frac{dW_{\omega,\varphi}}{dt\,d\varphi\,d\omega}=\frac{2q^2u}{\pi\omega V\cos\Psi}\cdot\frac{1+(\beta^2-1)\sin^2\varphi}{\left[1-\alpha^2\left(1-\frac{1}{\beta^2}\right)\cos^2\varphi\right]^2}, \tag{9}$$

где $\alpha=\frac{u}{c}$; $\beta=\frac{V}{c}$.

Из формул видно, что волновые векторы излучения лежат на черенковском конусе в полупространстве $y>0$ и интенсивность излучения различна для различных образующих этого конуса.

Можно найти полную энергию, излученную на единицу времени, на единичном интервале частот, интегрируя формулу (9) по углу φ. Получаем

$$\frac{dW_\omega}{dt\,d\omega} = \frac{q^2u^2}{\omega V\cos^2\Psi}\cdot\frac{(1+\beta^2)+\alpha^2(1-\beta^2)}{\left[1-\alpha^2\left(1-\frac{1}{\beta^2}\right)\right]^{3/2}} \qquad (10)$$

При малых углах Ψ формула (9) и результат, приведенный в [1], совпадают.

Как любезно сообщила нам И. Н. Арутюнян, она пришла к тем же результатам другим методом.

Автор выражает глубокую благодарность Б. М. Болотовскому за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болотовский Б. М., Гинзбург В. Л. Препринт № 152, ФИАН, 1971; «Успехи физических наук», **106**, 577, 1972.
2. Гинзбург В. Л. ЖЭТФ, **62**, 173, 1972.
3. Франк И. М. «Изв. АН СССР», 2, 3, 1942.
4. Эйдман В. Я. «Изв. вузов», радиофизика, 4, 1972.

Поступила в редакцию
22.1 1973 г.

Кафедра
теории атомного ядра

УДК 533.9.15

А. А. БРАНДТ, В. Г. ЗАХАРОВ, Ю. В. ТИХОМИРОВ

ПРОЦЕССЫ УСТАНОВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ВАРАКТОРЕ

Чтобы полностью использовать преимущества плазменных варакторов [1, 2] по сравнению с полупроводниковыми, необходимо показать, что они способны работать в импульсном режиме и при значительной импульсной мощности, т. е. что протекающие в варакторе процессы установления будут иметь длительность, много меньшую, чем длительность импульсов излучения.

Для выяснения причин уменьшения эффективности преобразования плазменных умножителей в импульсном режиме [3, 4, 5] была проведена серия экспериментов по исследованию процессов установления стационарных характеристик плазменного варактора. Ввиду того что импульсный метод исследования переходных процессов требовал создания мощного импульсного генератора, у которого и мощность, и длительность импульсов должны были меняться в широких пределах при сохранении достаточно хорошей формы, был использован метод кратковременного выключения мощности СВЧ-генератора, работавшего в непрерывном режиме. Выключение генератора осуществлялось подачей отрицательных запирающих импульсов на сетки ламп. Для обеспечения достаточной крутизны фронтов на сетки ламп генератора подавался импульс с амплитудой до 100 В, что дало возможность получить длительность фронта выключения генерации не более 0,2 мкс, так же, как и длительность фронта включения генерации. Измеренное на выходе СВЧ-тракта без плазмы процентное содержание гармоник составляло: для второй гармоники $3\cdot10^{-2}\%$, для третьей $3\cdot10^{-3}$, для четвертой и пятой $3\cdot10^{-5}\%$. Для образования плазмы в варакторе использовался воздух: постоянное давление внутри разрядной камеры устанавливалось и поддерживалось достаточно точно и в течение продолжительного времени, необходимого для измерений.

Зависимость времени задержки установления амплитуды сигнала на уровне 0,7 от максимального, т. е. стационарного значения, по сравнению с тем же временем