

8. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. О сходящейся цилиндрически симметричной ударной волне при наличии диссипативных эффектов // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 6.
9. Берченко Е. А., Коробейников В. П. Численное исследование сходящихся ударных волн // ДАН СССР.— 1976.— Т. 230, № 6.
10. Имшенник В. С. Кумуляция сходящихся ударных волн с учетом диссипативных процессов // ПМТФ.— 1980.— № 6.
11. Бардин П. А. Фокусировка ударной волны в трехтемпературной плазме // ПМТФ.— 1984.— № 4.
12. Имшенник В. С. Структура ударных волн в плотной высокотемпературной плазме // Физика плазмы.— 1975.— Т. 1, вып. 2.
13. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
14. Ельяшевич М. А., Романов Г. С., Станкевич Ю. А. Расчет параметров светоэрозийных плазменных факелов с учетом спектральной зависимости их излучательных характеристик // Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа»/ Под ред. И. В. Немчинова и Н. Н. Пилюгина.— М.: МГУ, 1981.— Т. 1.
15. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // ПММ.— 1970.— Т. 34, вып. 4.
16. Базылев Б. Н., Романов Г. С. Численное решение спектральной радиационно-газодинамической задачи о лучистом охлаждении сферического объема плазмы с учетом нестационарности процесса переноса излучения // ИФЖ.— 1981.— Т. 41, № 2.
17. Рекин А. Д. Уравнения переноса излучения в приближении Шустера — Шварцшильда для задач со сферической и цилиндрической симметрией // ТВТ.— 1978.— Т. 16, № 4.
18. Голубь А. П., Маливина Т. Б., Немчинов И. В. Об осреднении уравнений переноса излучения при решении двумерных радиационно-газодинамических задач // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 4.
19. Романов Г. С., Базылев Б. И., Степанов К. Л. Лучистое охлаждение разлетающегося в вакуум сферического облака полностью ионизованного газа // ДАН БССР.— 1978.— Т. 22, № 2.
20. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
21. Немчинов И. В., Трубецкая И. А., Шувалов В. В. Интенсивно излучающие сверхкритические ударные волны // ПМТФ.— 1986.— № 2.
22. Жмакин А. М., Фурсенко А. А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // ЖВММФ.— 1980.— Т. 20, № 4.
23. Немчинов И. В., Шувалов В. В. Об излучении сходящихся ударных волн // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 10.
24. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. К магнитогазодинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плотной плазме // Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1967.— Вып. 5.
25. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.

*Поступила 19/VIII 1987 г.*

УДК 550.385.37

## ИСКАЖЕНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАСПИРЯЮЩИМСЯ ПЛАЗМЕННЫМ ШАРОМ, НАХОДЯЩИМСЯ В СЛАБОПРОВОДЯЩЕМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

*М. К. Аблязов, В. В. Сурков, А. С. Чернов*

*(Москва)*

Расширение ионизованного газа в полости, находящейся в конденсированной среде в магнитном поле, приводит к возникновению электромагнитных возмущений. Другой источник электромагнитных полей — ударная поляризация вещества в волне напряжений, возникающей в конденсированной среде под действием расширяющейся газовой полости [1]. Представляет интерес выяснение роли обоих механизмов и сопоставление их вкладов в общий электромагнитный сигнал (амплитуда, спектр, поляризация и т. п.).

В настоящей работе изучается сильно нагретый плазменный шар, расширяющийся в конденсированной слабопроводящей среде, граничащей с вакуумом. Рассчитываются эффективный магнитный момент плазменного шара, а также электромагнитное поле на плоской границе с вакуумом. Анализируется зависимость формы и спектра сигнала от параметров плазмы и свойств среды. Сравнивается влияние исследованного в работе эффекта и обусловленного ударной поляризацией конденсированной среды [1].

Рассмотрим однородный плазменный шар, помещенный в однородное магнитное поле  $H_0$ . Пусть при  $t > 0$  радиус шара начал увеличиваться по закону  $R(t) = R_0\varphi(t)$ , а электропроводность плазмы в шаре изменяется

но закону  $\sigma = \sigma(t)$ . Если шар находится на большом расстоянии от поверхности  $h \gg R$ , то при расчете поля в окрестности шара можно не учитывать влияние свободной поверхности. При этом пренебрегается и электропроводностью  $\sigma_0$  конденсированной среды ( $\sigma \gg \sigma_0$ ). Уравнения для магнитного поля в квазистационарном приближении имеют вид (среда немагнитная, т. е.  $\mu = 1$ )

$$(1) \quad \text{rot } \mathbf{H} = 0, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad r > R;$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \text{rot} [\mathbf{v}\mathbf{H}] = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{H}, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad 0 < r < R,$$

где  $\mathbf{v}$  — поле скоростей внутри плазменного шара. Из приведенных ниже формул видно, что в качестве решения уравнений (1) для внешней области  $r > R$  достаточно взять сумму однородного поля  $\mathbf{H}_0$  и поля магнитного момента, пропорционального  $\mathbf{H}_0$ . Используя разложение по ортам сферической системы координат, запишем это решение в форме

$$(2) \quad \mathbf{H} = H_0 \left[ \left( \frac{2\alpha R_0^3}{r^3} + 1 \right) \cos \theta \mathbf{e}_r + \left( \frac{\alpha R_0^3}{r^3} - 1 \right) \sin \theta \mathbf{e}_\theta \right], \quad r > R$$

(угол  $\theta$  отсчитывается от направления  $\mathbf{H}_0$ ). Вид функции  $\alpha = \alpha(t)$ , входящей в магнитный момент  $\alpha H_0 R_0^3$ , определен ниже из граничных условий на поверхности шара.

Используя выражение для радиуса-вектора элемента объема однородно расширяющейся плазмы  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \varphi(t)$  ( $\mathbf{r}_0$  — начальная координата элемента объема), запишем скорость плазмы как  $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}_0 \varphi = \mathbf{r} \dot{\varphi} / \varphi$ . Подставляя это выражение в (1) и переходя к лагранжевым переменным  $\mathbf{r}_0, t$ , получим

$$(3) \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + 2 \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} \mathbf{H} = \frac{c^2}{4\pi\sigma\varphi^2} \Delta_{\mathbf{r}_0} \mathbf{H}, \quad \text{div}_{\mathbf{r}_0} \mathbf{H} = 0.$$

В дальнейшем опустим индекс у  $\mathbf{r}_0$ , подразумевая под  $r$  лагранжеву переменную. Решение уравнений (3) ищем в форме

$$(4) \quad \mathbf{H} = H_1(r, t) \cos \theta \mathbf{e}_r - H_2(r, t) \sin \theta \mathbf{e}_\theta.$$

Для  $H_1$  и  $H_2$  находим систему уравнений

$$(5) \quad \dot{H}_1 + 2 \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} H_1 = \frac{c^2}{4\pi\sigma\varphi^2} \left[ H_1'' + \frac{2H_1'}{r} - \frac{4(H_1 - H_2)}{r^2} \right],$$

$$\dot{H}_2 + 2 \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} H_2 = \frac{c^2}{4\pi\sigma\varphi^2} \left[ H_2'' + \frac{2H_2'}{r} + \frac{2(H_1 - H_2)}{r^2} \right],$$

$$H_1' + 2(H_1 - H_2)/r = 0$$

(штрих означает дифференцирование по  $r$ , а точка — по времени). В системе (5) удобно перейти к новым неизвестным функциям  $f = (H_1 - H_2)/H_0$  и  $g = (H_1 + 2H_2)/H_0 - 3$ , удовлетворяющим новой системе уравнений

$$(6) \quad \dot{f} + 2 \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} f = \frac{c^2}{4\pi\sigma\varphi^2} \left( f'' + \frac{2f'}{r} - \frac{6f}{r^2} \right);$$

$$(7) \quad \dot{g} + 2 \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} (g + 3) = \frac{c^2}{4\pi\sigma\varphi^2} \left( g'' + \frac{2g'}{r} \right);$$

$$(8) \quad 2f' + g' + 6f/r = 0.$$

Поскольку в начальный момент времени всюду было однородное магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , начальные условия для  $f$  и  $g$  следующие:

$$(9) \quad f(r, 0) = g(r, 0) = 0.$$

На поверхности шара должны быть непрерывными нормальная и тангенциальная составляющие  $\mathbf{H}$ . Сравнивая (2) и (4), находим граничные условия

$$(10) \quad f(R_0, t) = 3\alpha/\varphi^3, \quad g(R_0, t) = 0.$$

Покажем, что система (6)–(8) с начальными и граничными условиями (9), (10) имеет единственное решение. Разрешая уравнение (8) относительно  $f$  и учитывая, что  $f$  конечно при  $r \rightarrow 0$ , получаем

$$(11) \quad f = -\frac{1}{2r^3} \int_0^r r_1^3 \frac{\partial g(r_1, t)}{\partial r_1} dr_1.$$

Докажем, что если  $g$  удовлетворяет (7), то (11) удовлетворяет (6). Для этого подействуем на выражение (11) оператором  $\partial/\partial t + 2\dot{\varphi}/\varphi$ . Используя (7), находим

$$\dot{f} + 2\frac{\dot{\varphi}}{\varphi} f = -\frac{c^2}{8\pi\sigma\varphi^2 r^3} \int_0^r r_1^3 \frac{\partial}{\partial r_1} \left( g'' + \frac{2g'}{r_1} \right) dr_1.$$

Беря интеграл несколько раз по частям и применяя формулу (11), приводим это выражение к правой части уравнения (6). Таким образом, решив (7) относительно  $g$  с условиями (9), (10), а затем подставив решение в (11), получим искомые функции, удовлетворяющие поставленной задаче.

Представим решение (7) в виде

$$(12) \quad g(r, t) = \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(t) \sin \frac{\pi n r}{R_0}.$$

Функции  $\sin(\pi n r/R_0)$ , удовлетворяющие условию (10), образуют полную ортогональную систему. Используя (9), имеем

$$(13) \quad \gamma_n(t) = \frac{6R_0}{\pi n \varphi^2(t)} \int_0^t \frac{d\varphi^2}{dt'} \exp \left( -\int_{t'}^t \frac{\pi n^2 c^2}{4\sigma R_0^2 \varphi^2} dt'' \right) dt'.$$

Подставляя (12), (13) в (11) и выполняя интегрирование по  $r$ , находим

$$(14) \quad f(r, t) = -\frac{R_0^2}{2\pi^2 r^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_n(t)}{n^2} \left\{ \left[ \left( \frac{\pi n r}{R_0} \right)^2 - 3 \right] \sin \frac{\pi n r}{R_0} + \frac{3\pi n r}{R_0} \cos \frac{\pi n r}{R_0} \right\}.$$

Теперь, пользуясь граничными условиями (10), вычислим эффективный магнитный момент шара

$$(15) \quad \alpha = -\frac{3\varphi(t)}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^t \frac{d\varphi^2}{dt'} \exp \left( -\int_{t'}^t \frac{\pi n^2 c^2}{4\sigma R_0^2 \varphi^2} dt'' \right) dt'.$$

Таким образом, формулы (2), (12)–(15) решают поставленную задачу\*.

В пределе  $\sigma \rightarrow \infty$  получаем

$$\alpha = -\frac{3\zeta(2) R(t)}{\pi^2 R_0} \left[ \frac{R^2(t)}{R_0^2} - 1 \right] = -\frac{R(t)}{2R_0} \left[ \frac{R^2(t)}{R_0^2} - 1 \right].$$

Этот результат соответствует выталкиванию магнитного поля в условиях его вмороженности и полного отсутствия диффузии внутрь шара. В обратном предельном случае  $\sigma \rightarrow 0$  имеем очевидный результат  $\alpha = 0$ .

\* В. И. Яковлев отметил, что после подстановки  $\mathbf{H}_* = \varphi^2 \mathbf{H}$ ,  $d\tau = dt(\sigma\varphi^2)^{-1}$  и введения векторного потенциала исходные уравнения (3) можно решать с помощью преобразования Лапласа. Получающиеся квадратуры для  $\alpha$  можно привести к выражению (15).

Низкочастотная проводимость  $\sigma$  лоренцевой плазмы, в которой преобладают электрон-ионные столкновения, определяется выражением [2]

$$(16) \quad \sigma = \frac{4\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{T^{3/2}}{Ze^2 L m^{1/2}}, \quad r_D = \left( \frac{T}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2},$$

$$L = \begin{cases} \ln(r_D T / Ze^2), & Ze^2 / \hbar u \gg 1, \\ \ln(r_D \sqrt{mT} / \hbar), & Ze^2 / \hbar u \ll 1, \end{cases}$$

где  $Ze$  — заряд иона;  $L$  — кулоновский логарифм;  $r_D$  — дебаевский радиус экранирования;  $m$  — масса электрона;  $n_e$  — концентрация электронов;  $u$  — средняя относительная скорость электронов и ионов; температура  $T$  измеряется в энергетических единицах. Если считать плазму идеальным газом, расширяющимся по адиабатическому закону с показателем адиабаты  $\gamma$ , то справедливо соотношение  $T\varphi^{3(\gamma-1)} = T_0$  ( $T_0$  — начальная температура плазмы). В результате выражение, стоящее под интегралом в показателе экспоненты в (15), запишем в виде

$$(17) \quad \frac{\pi c^2 n^2}{4\sigma R_0^2 \varphi^2} = \frac{n^2}{\tau_d} \left( \frac{\varphi}{\varphi_m} \right)^\nu, \quad \tau_d = \frac{16\sqrt{2}}{u^{5/2}} \frac{R_0^2 T_0^{3/2}}{Ze^2 L c m^{1/2} \varphi_m^\nu}, \quad \nu = (9\gamma - 13)/2$$

( $\varphi_m$  — максимальное значение функции  $\varphi$ , определяющее конечный радиус газового шара). Если положить  $R_0 = 10^2$  см,  $T_0 = 100$  эВ,  $Z = 2$ ,  $L = 4$ , то константа  $\tau_d$ , определяющая время диффузии, оказывается равной 0,5 с. Характерное время расширения плазменного шара  $\tau = 30$  мс  $\ll \tau_d$ . В начальные моменты времени (т. е.  $t \leq \tau$ ), когда электропроводность плазмы велика, магнитное поле внутри шара практически заморожено. Поэтому при быстром расширении шара поле внутри ослабляется и плазменный шар приобретает эффективный магнитный момент. В дальнейшем ( $t \sim \tau_d$ ) в результате адиабатического охлаждения и замедления движения плазмы преобладающим становится процесс диффузии магнитного поля обратно в шар из внешней области, что приводит к релаксации магнитного момента.

Для расчета переменного электромагнитного поля с учетом границы раздела двух сред заменим плазменный шар переменным магнитным диполем, погруженным на глубину  $h$  в слабопроводящую среду с электропроводностью  $\sigma_0$  (рис. 1). Компоненты электромагнитного поля в фурье-представлении при соответствующих граничных условиях получены в [3]. Наличие в формулах множителя вида  $\exp(-h\sqrt{i\mu_0\sigma_0\omega})$  ( $\omega$  — частота), учитывающего затухание электромагнитного поля в проводящей среде, показывает, что наиболее важна низкочастотная область спектра. На границе с вакуумом ( $z = 0$ ) в ближней зоне ( $\omega\rho/c \ll 1$ ,  $|\beta|\rho \gg 1$ ,  $\beta = \sqrt{i\mu_0\sigma_0\omega}$ ) компоненты поля имеют вид [4]

$$(18) \quad E_\rho = -\frac{A}{2} \left( \frac{i\mu_0\omega}{\sigma_0} \right)^{1/2} \sin\varphi \sin\psi, \quad A = \frac{H_0 R_0^3 \alpha(\omega)}{\pi\rho^3} e^{-\beta h},$$

$$E_\psi = A \left( \frac{i\mu_0\omega}{\sigma_0} \right)^{1/2} \left( \sin\varphi \cos\psi + \frac{3\cos\varphi}{2\beta\rho} \right),$$

$$\delta H_\rho = H_\rho - H_0 \sin\varphi \cos\psi = A [\sin\varphi \cos\psi - 4\cos\varphi/(\beta\rho)],$$

$$\delta H_\psi = H_\psi + H_0 \sin\varphi \sin\psi = A \sin\varphi \sin\psi/2,$$

$$\delta H_z = H_z - H_0 \cos\varphi = A \left( \frac{9\cos\varphi}{2\beta^2\rho^2} - \frac{4\sin\varphi \cos\psi}{\beta\rho} \right).$$

При обратном фурье-преобразовании соотношений (18) промежутки интегрирования по частотам  $\omega$  можно распространить до бесконечности,

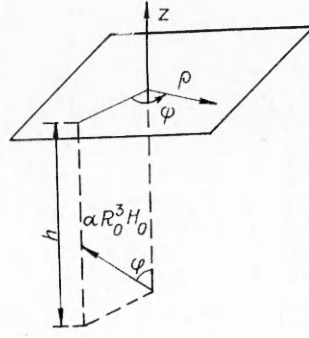


Рис. 1

поскольку вклад высоких частот несуществен в силу множителя  $\exp(-\beta h)$ , а вклад низких частот мал, так как  $\alpha(\omega) \rightarrow 0$  при  $\omega \rightarrow 0$ . Пренебрежем также полем вертикальной составляющей магнитного диполя, поскольку соответствующие слагаемые содержат малый параметр  $(\beta\rho)^{-1}$ . Тогда компоненты поля выражаются следующим образом:

$$(19) \quad \begin{aligned} \delta H_\varphi &= H I_0, \quad \delta H_\rho = 2\delta H_\varphi \operatorname{ctg} \psi, \\ E_\rho &= -E I_1, \quad E_\varphi = -2E_\rho \operatorname{ctg} \psi. \end{aligned}$$

Здесь

$$(20) \quad \begin{aligned} H &= \frac{\mu_0 R_0^3 \sin \varphi \sin \psi}{(2\pi)^2 \rho^3}, \quad E = H \left( \frac{\mu_0}{\sigma_0 \tau_0} \right)^{1/2}, \quad \tau_0 = \frac{\mu_0 \sigma_0 h^2}{4}, \\ I_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\omega) e^{-\beta h + i\omega t} d\omega, \quad \alpha(\omega) = \int_0^{\infty} \alpha(t') e^{-i\omega t'} dt', \\ I_1 &= \sqrt{i\tau_0} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\omega} \alpha(\omega) e^{-\beta h + i\omega t} d\omega. \end{aligned}$$

Разрез проведем от 0 до  $-\infty$ , причем контур интегрирования лежит на листе, удовлетворяющем условию затухания в бесконечности, и огибает точку ветвления  $\omega = 0$  снизу. Подставим  $\alpha(\omega)$  в интегралы  $I_0$ ,  $I_1$  и изменим порядок интегрирования. Интегралы по частотам в (20) удобно свести заменой переменной к интервалу  $0, \infty$ . Принимая во внимание знаки перед корневыми выражениями на физическом листе, приходим к интегралам

$$(21) \quad \begin{aligned} I_0 &= 2 \int_0^{\infty} \alpha(t') dt' \int_0^{\infty} e^{-\sqrt{2\omega\tau_0}} \cos w \omega d\omega, \quad w = \sqrt{2\omega\tau_0} - \omega(t-t'), \\ I_1 &= \sqrt{2\tau_0} \int_0^{\infty} \alpha(t') dt' \int_0^{\infty} e^{-\sqrt{2\omega\tau_0}} \sqrt{\omega} (\cos w + \sin w) d\omega. \end{aligned}$$

Вычисляя внутренние интегралы в (21) [5] и учитывая, что они отличны от нуля при  $t' < t$ , получаем выражения

$$(22) \quad \begin{aligned} I_0 &= 2 \sqrt{\pi\tau_0} \int_0^t \alpha(t-t') t'^{-3/2} \exp(-\tau_0/t') dt', \\ I_1 &= -\sqrt{\pi\tau_0} \int_0^t \alpha(t-t') t'^{-5/2} (t' - 2\tau_0) \exp(-\tau_0/t') dt'. \end{aligned}$$

Формулы (15), (19), (22) определяют электромагнитное поле плазменного шара на границе конденсированной среды с вакуумом.

При  $t \gg \tau$  в интеграле, стоящем в экспоненте выражения (15), можно подставить максимальное значение  $\varphi = \varphi_m$ . Учитывая быструю сходимость ряда (15), ограничимся рассмотрением первого члена ряда. Тогда, выполняя интегрирование по частям, находим

$$(23) \quad \alpha(t) = -\frac{3\varphi(t)}{\pi^2} \left[ \varphi^2(t) - e^{-t/\tau_d} - \frac{1}{\tau_d} \int_0^t \varphi^2 e^{(t'-t)/\tau_d} dt' \right].$$

Согласно оценке (17),  $\tau_d \gg \tau$ , поэтому при  $t \leq \tau$  экспонента в (15) равна 1 с точностью  $\sim \tau/\tau_d$ . Это приближение применимо и к представлению  $\alpha$  в виде (23), которое справедливо с указанным ограничением при всех  $t$ . Функцию  $\varphi$  аппроксимируем выражением

$$(24) \quad \varphi = 1 + (\varphi_m - 1)[1 - \exp(-t/\tau)].$$

Подставляя (24) в (23) и пренебрегая в коэффициентах множителями  $\sim \tau/\tau_d$ , имеем

$$(25) \quad \alpha = -\frac{3(\varphi_m - 1)}{\pi^2} [\varphi_m(\varphi_m + 1) e^{-t/\tau_d} - 2\varphi_m^2 e^{-t/\tau} + \\ + (1 - \varphi_m^2) e^{-t/\tau_*} + 3\varphi_m(\varphi_m - 1) e^{-2t/\tau} - (\varphi_m - 1)^2 e^{-3t/\tau}], \quad \tau_*^{-1} = \tau^{-1} + \tau_d^{-1}.$$

Исследуем поведение интегралов  $I_0, I_1$  (22) для различных диапазонов изменения  $t$ . Если  $t \ll \tau$ , то, воспользовавшись линейным разложением (25), получим

$$(26) \quad \delta H_\varphi = \frac{24H(\varphi_m - 1)\tau_0}{\pi^{3/2}\tau} \left[ \frac{(\varphi_m + 1)\tau}{2\tau_d} - 1 \right] \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left( 2 + \frac{t}{\tau_0} \right) \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \right) - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{t}{\tau_0}} \exp \left( -\frac{\tau_0}{t} \right) \right], \quad E_\rho = \frac{24E(\varphi_m - 1)\tau_0}{\pi^{3/2}\tau} \left[ 1 - \right. \\ \left. - \frac{(\varphi_m + 1)\tau}{2\tau_d} \right] \left[ \sqrt{\frac{t}{\tau_0}} \exp \left( -\frac{\tau_0}{t} \right) - \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \right) \right].$$

Характер зависимости (26) определяется параметром  $\tau_0$ . Например, при  $h = 300$  м,  $\sigma_0 = 10^{-2}$  Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ ,  $\tau_0 \sim 3 \cdot 10^{-4}$  с  $\ll \tau$ . Анализ вступления сигнала ( $t \ll \tau_0$ ) показывает, что нарастание происходит по законам  $\delta H_\varphi \sim t^{5/2} \exp(-\tau_0/t)$ ,  $E_\rho \sim t^{3/2} \exp(-\tau_0/t)$ , а при  $t \gg \tau_0$  характер зависимости от времени  $\delta H_\varphi$  практически линейный,  $E_\rho \sim \sqrt{t}$  (при  $t \gg \tau_0$  функции  $\operatorname{erfc}(\sqrt{\tau_0/t})$  и  $\exp(-\tau_0/t)$  можно приравнять единице).

Для области  $t \gg \tau$  подстановка (25) в (22) приводит к типичным интегралам  $I_2, I_3$ , которые оцениваются следующим образом:

$$(27) \quad I_2 = \int_0^t \exp \left[ -\left( \frac{\tau_0}{t'} + \frac{t-t'}{\tau} \right) \right] \frac{dt'}{t'^{3/2}} \approx \frac{\tau}{t^{3/2}} + \sqrt{\frac{\pi}{\tau_0}} \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right), \\ I_3 = \int_0^t \exp \left[ -\left( \frac{\tau_0}{t'} + \frac{t-t'}{\tau} \right) \right] \left( \frac{t'-2\tau_0}{t'^{5/2}} \right) dt' \approx \frac{\tau}{t^{3/2}}.$$

Первое слагаемое в правых частях (27) учитывает вклад области  $\tau \leq t' < t$ , второе в выражении для  $I_2$  определяется областью интегрирования  $0 < t' \leq \tau$ , а для  $I_3$  оно мало и поэтому опущено. Используя оценки (27), для диапазона  $\tau \ll t \ll \tau_d$  находим выражения

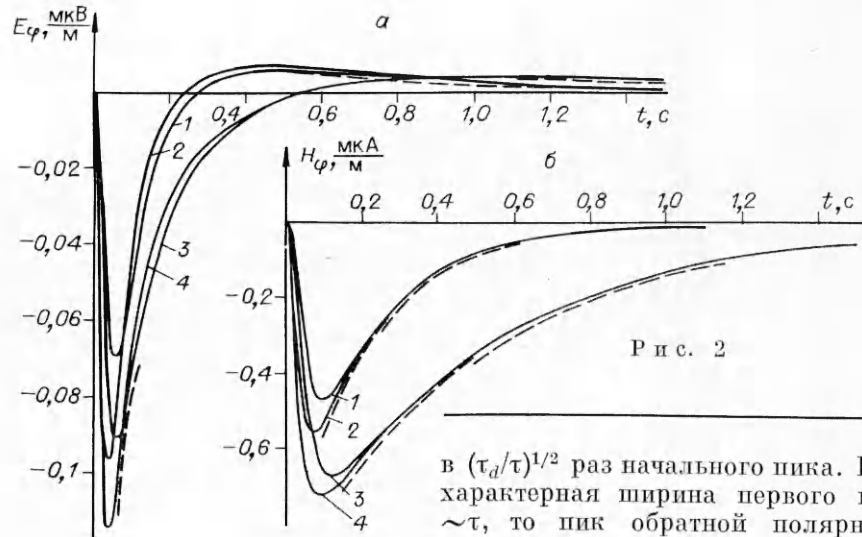
$$(28) \quad \delta H_\varphi = H \left[ 2\pi\alpha(t) + \frac{\tau \sqrt{\tau_0}}{(\pi t)^{3/2}} (\varphi_m - 1) (11\varphi_m^2 + 5\varphi_m - 4) \right], \\ E_\rho = \frac{(\varphi_m - 1)E}{2\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{\tau_0}{t}} \left[ 12\varphi_m(\varphi_m + 1) + \frac{\tau}{t} (11\varphi_m^2 + 5\varphi_m - 4) \right]$$

( $\alpha(t)$  определяется соотношением (25)). Как видно из (28), сигнал начинает спадать, поэтому подстановка  $t \sim \tau$  в (28) дает грубую оценку максимального значения компонентов электромагнитного поля:  $|\delta H_\varphi|_m \sim \sim H_0 R_0^3 \varphi_m^3 / (2\pi\rho)^3$ ,  $|E_\rho|_m \sim |\delta H_\varphi|_m [\mu_0 / (\sigma_0 \tau)]^{1/2}$ . Беря указанные выше значения параметров и полагая  $H_0 \sim 50$  А/м,  $\varphi_m \sim 30$ , имеем  $|\delta H_\varphi|_m \sim \sim 5 \cdot 10^3 / \rho^3$  А/м,  $|E_\rho|_m \sim 10^{10} / \rho^3$  мкВ/м ( $\rho$  в м).

Спад сигнала при  $t \gg \tau_d$  определяется законом

$$(29) \quad \delta H_\varphi = -\frac{6H}{\pi} \varphi_m (\varphi_m^2 - 1) \left[ \sqrt{\frac{\tau_0}{\pi}} \frac{\tau_d}{t^{3/2}} + \exp(-t/\tau_d) \right], \\ E_\rho = -\frac{3E\varphi_m (\varphi_m^2 - 1)}{\pi^{3/2}} \frac{\sqrt{\tau_0} \tau_d}{t^{3/2}}.$$

Из сравнения (28) и (29) видно, что  $E_\rho$  меняет полярность. Максимальное по модулю значение  $E_\rho$  обратной полярности (при  $t \sim \tau_d$ ) меньше



Р и с. 2

в  $(\tau_d/\tau)^{1/2}$  раз начального пика. Если характерная ширина первого пика  $\sim \tau$ , то пик обратной полярности существенно шире, так как зависит от  $\tau_d$ . Вступление сигнала определяется быстро протекающими процессами расширения плазменного шара. Последующий более медленный спад обусловлен релаксацией эффективного магнитного момента вследствие диффузии магнитного поля в газовую полость.

Результаты численных расчетов электромагнитного сигнала приведены на рис. 2, а, б для  $\varphi = \pi/2$ ,  $\psi = \pi/6$ ,  $\rho = 3$  км,  $h = 250$  м,  $\varphi_m = 30$ , кривые 1—4 отвечают  $\tau_d = 0,2; 0,2; 0,5; 0,5$  с и  $\tau = 0,03; 0,02; 0,03; 0,02$  с; штриховые линии — расчеты по приближенным аналитическим формулам (28), (29). Амплитуда и форма сигнала соответствуют наблюдаемым в эксперименте зависимостям [6]. В то же время в эксперименте поляризация  $E$  и  $\delta H$  в одних случаях отвечает полю магнитного диполя, а в других — полю эффективного электрического диполя, возникающего при ударной электрической поляризации конденсированной среды. Это говорит о том, что эффект обусловлен обоими механизмами. Проведенный в [1] и в настоящей работе анализ показывает, что амплитуды  $E_\rho$  и  $\delta H_\rho$ , обусловленные вертикальной компонентой электрического диполя и горизонтальной компонентой магнитного диполя, различаются в пределах одного порядка, т. е. сопоставимы. Компоненты  $E_z$ ,  $\delta H_z$  связаны, вероятно, с ударной поляризацией среды, а  $E_\varphi$ ,  $\delta H_\varphi$  обусловлены возмущением магнитного поля  $H_0$  плазменным шаром. Ориентация электрического диполя, связанная с асимметрией фронта ударной волны, имеет случайный характер [1]. Поэтому в некоторых экспериментах вклад этого механизма пренебрежимо мал. В то же время слабость эффекта, вызванного другим механизмом (если магнитное поле вертикально), можно предсказать заранее. Отличие рассмотренных эффектов проявляется также во времени спада сигнала. При ударной поляризации длительность сигнала определяется временем развития волны разрушения либо характерным временем релаксации поляризации конденсированной среды. Возмущения, обусловленные расширяющимся плазменным шаром, имеют длительность порядка времени диффузии внешнего магнитного поля в газовую полость. По оценкам, сделанным в работе, это время наибольшее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сурков В. В. Электромагнитное поле, вызванное ударной волной, распространяющейся в конденсированной среде // ПМТФ.— 1986.— № 1.
2. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика.— М.: Наука, 1979.
3. Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики.— М.: ИЛ, 1950.
4. Wait J. R., Campbell L. L. The fields of an oscillating magnetic dipole immersed in a semi-infinite conducting medium // J. Geophys. Res.— 1953.— V. 58, N 2.



5. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. — М.: Наука, 1981.
6. Zablocki C. J. Electrical transient observed during underground nuclear explosions // J. Geophys. Res.— 1966.— V. 71, N 14.

Поступила 17/VII 1986 г.

УДК 537.521 + 533.09

## О СТРОЕНИИ КАНАЛА РАЗРЯДА ПРИ ПРОБОЕ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

*М. Ф. Борисов, М. Ф. Данилов, Е. А. Зобов,  
И. Г. Литвинова, А. Н. Сидоров*

*(Ленинград)*

Электрический пробой в газе длинных разрядных промежутков имеет ряд качественных отличий по сравнению с пробоем коротких промежутков [1—3]. Прежде всего такой пробой происходит в условиях резко неоднородного поля, когда существенную роль играет пространственный заряд. При этом общая картина явления сильно усложняется. Пробой приобретает прерывистый или так называемый ступенчатый характер [1—3], наблюдаются продольная неоднородность свечения, ветвление канала разряда и т. д.

Подробные исследования искрового канала [4—7] относятся главным образом к завершённой фазе пробоя и описывают разряды в промежутках длиной до 10 см. В большинстве работ, посвященных исследованию незавершённой стадии [1—3, 8—11], рассматриваются механизмы развития лавин, лавиностримерных и стримерно-лидерных переходов, относительно мало затрагивая вопросы, связанные с влиянием этих процессов на развитие разряда после замыкания промежутка сквозным током проводимости.

Цель данной работы — исследование строения и динамики развития длинной искры в условиях, когда существенными становятся процессы в незавершённой стадии пробоя, определяемые электрическими параметрами отдельных участков канала разряда. Известное сходство последней со скользящим разрядом, отмеченное в [1], обосновало выбор скользящей искры (СИ) в качестве объекта исследования.

Искра длиной  $l = 0,4—1$  м развивалась в воздухе на поверхности тонкопленочного диэлектрика, уложенного на металлическую трубу диаметром 80 мм. Диэлектрик представлял собой несколько десятков слоев тонкой лавсановой пленки общей толщиной  $\Delta = 0,25—1$  мм с удельной поверхностной емкостью  $C_{уд} = 3—12$  пФ/см<sup>2</sup>. На поверхностный электрод подавался импульс напряжения либо с кабельного трансформатора [12] в виде затухающей косинусоиды амплитудой до 100 кВ с крутизной фронта  $\sim 10^{11}$  В/с, периодом  $T \simeq 10$  мкс и логарифмическим декрементом затухания 0,3, либо от генератора Маркса с ударной емкостью 0,03—0,1 мкФ. Погонный энерговыход в незавершённый разряд составлял 50—100 мДж/см при токе 0,5 кА, в завершённый — 1—2 Дж/см при токе до 2,5 кА. При необходимости фиксации канала разряда на поверхность диэлектрика наносилась линия управления [13].

Свечение в разных участках спектра и теневое изображение канала в торец, в плане и в профиль регистрировались камерами СФР-2М и ВФУ-1 в режимах скоростной киносъемки и хронографии. Применение метода управления разрядом и использование высококачественной светосильной оптики позволили улучшить пространственное разрешение и получить ряд неизвестных ранее деталей строения канала СИ.

При киносъемке незавершённой стадии была зарегистрирована четкая структура канала разряда, пространственный период которой 1—2 см. Размер светящихся участков со временем растет, становятся заметными связывающие их нити (рис. 1), но полного выравнивания свечения не происходит.

Продольная неоднородность свечения канала, зафиксированная в режиме хронографии [14], появляется на самых ранних стадиях разряда и имеет вид светящихся участков длиной 1—2 см, разделенных темными зонами с размером 1—3 мм. Это хорошо видно на хронограммах типа рис. 2. Описанная модуляция свечения в обоих случаях имеет, по-видимо-