

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ, СОЗДАВАЕМОЕ РАСШИРЯЮЩИМСЯ  
ПРОВОДЯЩИМ ЦИЛИНДРОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. К. Бодулинский, Ю. А. Медведев

(Москва)

Рассмотрено электромагнитное возмущение, создаваемое расширяющимся по линейному закону идеально проводящим цилиндром во внешнем однородном магнитном поле, учитывая эффекты порядка  $v/c$  ( $v$  — скорость границы).

В работе [1] решена задача об обжатии однородного магнитного поля в сжимающейся цилиндрической полости с идеально проводящими стенками с радиусом, линейно уменьшающимся со временем. Соответствующая внешняя задача, насколько нам известно, не рассмотрена.

В задаче о расширении идеально проводящего цилиндра с линейно растущим радиусом  $a(t) = vt$  во внешнем постоянном однородном магнитном поле, параллельном оси цилиндра, отличны от нуля компоненты  $H_z(r, t) \equiv H$  и  $E_\varphi(r, t) \equiv -E$ , удовлетворяющие уравнениям

$$\frac{\partial H}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE) = \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2)$$

(использована цилиндрическая система координат  $r, z$  с осью  $z$  вдоль оси цилиндра) и начальным условиям

$$H(r, 0) = H_0, \quad E(r, 0) = 0 \quad (3)$$

На подвижной поверхности цилиндра должно выполняться граничное условие [2]

$$E(a(t), t) + \frac{a'(t)}{c} H(a(t), t) = 0 \quad (4)$$

Будем искать решение задачи (1) — (4) в области  $\{a(t) \leq r < \infty, t \geq 0\}$ , регулярное на бесконечности и удовлетворяющее принципу излучения.

Решения должны иметь вид расходящейся волны, поэтому удобно перейти к переменным  $\rho, \tau$

$$\rho = r, \quad \tau = t - r/c \quad (5)$$

в которых уравнения (1), (2) принимают вид

$$\frac{\partial H}{\partial \rho} - \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial \tau} = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial \tau}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E) - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial \tau} = \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial \tau} \quad (6)$$

Можно сформулировать задачу только для функции  $H$  или только для  $E$ . Тогда в задаче о магнитном поле  $H$  имеются три независимых критерия подобия

$$H/H_0, \beta = v/c, v\tau/\rho$$

и на основании л-теоремы [3] имеют место соотношения

$$\frac{H}{H_0} = f_1\left(\beta, \frac{v\tau}{\rho}\right), \quad \frac{E}{H_0} = f_2\left(\beta, \frac{v\tau}{\rho}\right)$$

В рассматриваемом случае  $\beta = \text{const}$ , тогда функции  $H$  и  $E$  ищем в виде

$$H = H_0 \Phi(x), \quad E = H_0 \Psi(x), \quad x = v\tau/\rho \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), получаем уравнения

$$(x + \beta) \Phi' = -\beta \Psi', \quad \Psi - (x + \beta) \Psi' = \beta \Phi' \quad (8)$$

(штрих означает дифференцирование по  $x$ ), имеющие решения

$$\Psi(x) = A \sqrt{x^2 + 2\beta x} \quad (A = \text{const})$$

$$\Phi(x) = -\beta A \ln [2 \sqrt{x^2 + 2\beta x} + 2(x + \beta)] + B \quad (B = \text{const})$$

Подставляя последние соотношения в (7), возвращаясь к исходным переменным  $r$ ,  $t$  и определяя постоянные  $A$  и  $B$  из начальных (3) и граничных (4) условий, получаем: при  $vt \leq r \leq ct$

$$E(r, t) = -H_0 F(\beta) \left[ \left( \frac{vt - \beta r}{r} \right)^2 + 2\beta \left( \frac{vt - \beta r}{r} \right) \right]^{1/2}$$

$$H(r, t) = H_0 \left\{ 1 - \beta F(\beta) \ln \left[ 2 \left( \frac{vt - \beta r}{r} \right)^2 + 2\beta \left( \frac{vt - \beta r}{r} \right) \right]^{1/2} + 2 \left( \frac{vt - \beta r}{r} \right) + 2\beta \right\}$$

$$F(\beta) = \{ \sqrt{1 - \beta^2} - \beta \ln [2(1 + \sqrt{1 - \beta^2})] \}^{-1}$$

при  $r > ct$

$$H = H_0, E = 0$$

Можно непосредственной проверкой убедиться, что эти формулы дают решение задачи (1) — (4).

Приведенные результаты могут быть полезны при оценке диамагнитных возмущений, сопровождающих расширение ствола грозового разряда, распада следов быстро движущихся тел в атмосфере в магнитном поле Земли, при изучении диамагнетизма искры лазера на ранних стадиях развития, а также в других процессах взрывного характера с цилиндрической симметрией во внешнем магнитном поле

Поступила 17 VI 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Руткевич И. М. Электромагнитное поле в сжимающейся полости. ПММ, 1967, т. 31, № 3.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, т. 2. Теория поля. М., Физматгиз, 1962.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957

#### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ ( $\geq 10^3$ атм)

*В. К. Кедринский, Р. И. Солоухин, С. В. Стебновский*

(Новосибирск)

Приведены описание полупроводникового датчика давления на основе германия для измерения ударных волн в диапазоне  $10^3 \div 10^4$  атм и результаты регистрации давления в гидродинамической ударной трубке.

Как известно, для регистрации давления в ударных волнах используются преимущественно датчики на основе пьезоэффекта с применением в качестве рабочих элементов кристаллов кварца, турмалина или пьезокерамики титаната бария и цирконата-титаната свинца [1,2]. Из-за низких прочностных свойств этих элементов такими датчиками не удается измерить давления выше  $10^3$  атм, а применение различного рода переходных устройств для снижения ударных нагрузок существенно искажает регистрируемый закон изменения давления со временем и в связи с этим может быть оправдано лишь при записи интегральных характеристик процесса.

В работе [3] авторами данной статьи, столкнувшимися с необходимостью измерять давления  $10^3 \div 10^4$  атм, было предложено использовать для измерения сильных ударных волн полупроводниковые датчики давления на основе германия, объемная проводимость которого (или проводимость контакта с  $p$ - $n$ -переходом) существенно зависит от давления. Основной вклад в зависимость проводимости германия от давления вносит изменение ширины запрещенной зоны  $E$ , которое, как экспериментально установлено в работе [4], составляет примерно 0,1 эв при изменении давления на  $10^4$  атм и приводит к изменению концентрации носителей, являющейся экспоненциальной функцией  $E$ , почти на порядок величины.