

результаты расчета зависимости  $Sh$  от длины козырька  $z^0$  (сплошные линии) для выемки с козырьком у задней стенки ( $l^0 = 2,5$ ) при  $M_1 = 2,1$ . Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

По соотношению (4.3) проводились также расчеты влияния угла наклона задней стенки выемки  $\alpha_2$  на число Струхала при  $M_1 = 1,5$  и  $2,0$ . Увеличение  $\alpha_2$  от  $90^\circ$  до  $160^\circ$  приводит к незначительному уменьшению  $Sh$ . Экспериментальные данные подтверждают этот результат.

Поступила 30 I 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов М. Г. Акустическое излучение полостей, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа.— Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1960, № 2.
2. Rossiter I. E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. ARS RM 3438, 1966.
3. Heller H., Bliss D. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA Paper 75-491, 1975.
4. Морозов М. Г. Самовозбуждение колебаний при сверхзвуковых отрывных течениях.— ИФЖ, 1974, т. 27, № 5.
5. Биланин, Коверт. Оценка возможных частот возбуждения для прямоугольных полостей малой глубины.— Ракетн. техника и космонавтика, 1973, № 3.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5.
7. Авиационная акустика. Под ред. А. Г. Мунина и В. Е. Квитка. М., Машиностроение, 1973.
8. Davies P. O., Fisher M. J., Barratt M. J. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 15.

УДК 53.082.7+538.4

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ, ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ТЕЧЕНИЯ

А. В. Пинаев  
(Новосибирск)

1. В связи с проблемой электромагнитного измерения расхода в работах [1, 2] изложена теория измерения скорости в МГД-канале с учетом неоднородностей магнитного поля, массовой скорости и электропроводности поперек канала. Решение задачи о распределении электрического поля для потока с постоянной электропроводностью и изменяющейся вдоль канала массовой скоростью приведено в [2]. В [3, 4] представлена методика электроконтактных измерений, которая дает достаточно хорошее разрешение для получения профиля электропроводности, изменяющейся вдоль потока на примере детонационной волны в твердом ВВ, и дана оценка точности метода. Обзор по электрическим измерениям электропроводности приведен в работе [5].

Бесконтактные методы измерения, являющиеся модификациями метода Лина [6], непригодны для измерения электропроводности среды при изменяющейся вдоль ее течения скорости. Электроконтактный метод [4] позволяет с хорошим пространственным разрешением получить профиль электропроводности в детонационной волне, но он не дает никаких данных о массовой скорости потока.

В ряде практических задач, например в случае исследования ударных и детонационных волн, оказывается существенной зависимость массовой скорости и электропроводности от координаты вдоль потока. В [7] оценена точность МГД контактного измерения профиля массовой скорости и показано, что МГД кон-

тактные измерения профиля электропроводности возможны при известном заранее профиле массовой скорости.

Однако МГД контактный метод непригоден для определения профиля массовой скорости при значительном ее изменении вдоль потока, например в детонационной волне, поскольку велика ошибка измерения скорости [7]. По этой же причине нецелесообразно применять и изложенную в [8] методику электромагнитных измерений для определения профилей массовой скорости и сопротивления в детонационных волнах.

В данной работе описан метод контактных электромагнитных измерений и найдены условия для таких измерений, позволяющие исключить влияние неоднородности массовой скорости и электропроводности на точность их определения.

2. Принципиальная схема измерений приведена на фиг. 1. Среда с массовой скоростью  $v(z)$  и электропроводностью  $\sigma(z)$ , где  $z$  — координата вдоль потока, распространяется вдоль оси  $z_0$  канала круглого сечения с проводящими стенками. В центре канала закреплен коаксиально проводник 1. Канал представляет собой цилиндрический конденсатор, центральная 1 и внешняя 2, 3 обкладки которого служат электродами. Внешняя обкладка образована двумя металлическими цилиндрами, разделенными изолирующей прокладкой 4. Цилиндры электрически связаны между собой с помощью соединения 5.

В канале созданы внешними электрическими источниками 6, 7 периодическое (или постоянное) электрическое радиальное поле и постоянное (или периодическое) магнитное поле, силовые линии которого представляют собой цилиндрические окружности с центрами по оси трубы. При движении проводящей среды справа налево в цилиндре 2 между электродами 1 и 2 течет ток. В момент времени, соответствующий приходу передней границы проводящей зоны в цилиндр 3, между электродами 1 и 3 по электропроводной среде и цилиндрами 2 и 3 по соединению начинает течь ток. Величина этого тока нарастает до момента времени, соответствующего приходу задней границы проводящей зоны в цилиндр 3.

Поставим задачу об определении профилей массовой скорости  $v(z)$  и электропроводности  $\sigma(z)$  с помощью рассмотренной схемы.

Предположим, что выполнены следующие условия:

1)  $\tau$  — характерное время изменения  $v(z)$  и  $\sigma(z)$  — существенно превышает полупериод  $T/2$  изменения внешнего поля, т. е.  $\tau \gg T/2$ ;

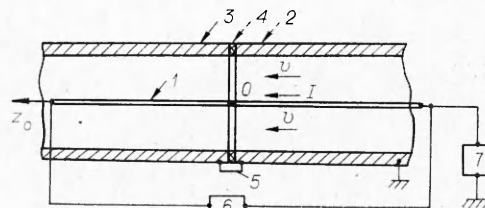
2) током смещения в проводящем потоке можно пренебречь, т. е.  $\epsilon\omega\sigma^{-1} \ll 1$ , где  $\epsilon \simeq \epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$  Ф/м;  $\omega$  — циклическая частота внешнего поля, рад/с;

3) можно пренебречь самоиндукцией в потоке, т. е.  $(\mu\sigma\omega)^{-1/2} \gg R$ , где  $\mu \simeq \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Г/м;  $R$  — внутренний радиус цилиндра, м;

4) закон Ома для среды записывается в виде  $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , т. е. проводимость электронейтральной среды изотропна и не зависит от магнитного поля ( $(eB/m)\tau_{ст} \ll 1$ ), где  $\mathbf{j}$  — плотность тока в среде, А/м<sup>2</sup>;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  — напряженность электрического поля, В/м, и индукция магнитного поля, Т, в неподвижной системе координат;  $e$ ,  $m$  — заряд, Кл, и масса, кг, электрона;  $\tau_{ст}$  — время между столкновениями электрона с частицами, с;

5) внешнее магнитное поле не влияет на движение среды, магнитное поле, индуцированное движущейся средой, мало по сравнению с внешним магнитным полем, т. е.  $Re_m = \mu\sigma v l \ll 1$ , где  $l$  — характерная длина проводящей зоны, м;

6) активное и реактивное сопротивление среды между элект-



Ф и г. 1

родами существенно превышает сопротивление цилиндров и соединения между ними, т. е. центральная и внешняя обкладки цилиндрического конденсатора являются эквипотенциальными поверхностями.

Отметим, что условия 1—6 выполняются одновременно для широкого класса явлений и существенно упрощают поставленную задачу.

Учет условий 2, 3 позволяет упростить уравнения Максвелла, описывающие электромагнитное поле в исследуемой среде, ввести электрический потенциал  $\varphi (\mathbf{E} = -\nabla\varphi)$  и получить  $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ .

Отсюда с учетом условий 4, 5 в рассмотренной цилиндрической геометрии получаем

$$\Delta\varphi + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial\sigma}{\partial z_0} \frac{\partial\varphi}{\partial z_0} = 0$$

( $z_0 = 0$  соответствует середине изолирующей прокладки с шириной  $b$ ).

Представив потенциал  $\varphi$  в виде  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ , где  $\varphi_0$  — потенциал в отсутствие изолирующей прокладки,  $\varphi_1$  — искажение, вызванное прокладкой, и, выполнив условие  $b/l \ll 1$ , получим, что  $\varphi_1$  — решение уравнения Лапласа. Физически это означает, что практически всюду внутри цилиндров векторы  $\nabla\sigma$  и  $\nabla\varphi$  перпендикулярны ( $\nabla\sigma \cdot \nabla\varphi = 0$ ) — искажение электрического поля, вызванное неоднородностью проводимости вдоль потока, здесь, как и в [4], несущественно. Аналогично работе [4] для нахождения  $\varphi_1$  задачу сведем к плоской, потребовав  $b/R \ll 1$ . Тогда потенциал  $\varphi_1$  — решение уравнения Лапласа в верхней полуплоскости ( $x, y > 0$ ) с граничными условиями

$$\varphi_1 = 0 \text{ при } |x| > b/2, y = 0, \varphi_1 \rightarrow 0 \text{ при } x^2 + y^2 \rightarrow \infty, \partial\varphi_1/\partial y = -$$

$$-(E_R + e_R) \text{ при } |x| < b/2, y = 0,$$

где  $E_R = U(t)/(R \ln(R/r_0))$ ;  $U(t)$  — потенциал центрального электрода;  $r_0$  — радиус центрального электрода;  $e_R = nvB_R$ ;  $B_R = (\mu/2\pi R)|I|$ ;  $n = \pm \operatorname{sign}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ . Второе граничное условие означает, что в этом приближении центральному электроду соответствует  $y = \infty$ .

Применяя методы ТФКП [9], определим, что искажение электрического поля у внутренней поверхности цилиндра ( $y = 0, |x| > b/2$ )

$$E_y = (E_R + e_R) \left( 1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 - (b/2)^2}} \right).$$

Суммарное электрическое поле у поверхности цилиндра  $E = E_R - E_y|_{y=0}$  (знак минус, так как  $E_r = -E_y$ ). Полный ток в стенку цилиндра  $\dot{I}$

$$(2.1) \quad \dot{I}(t) = \int_0^{S(t)} j_n dS = 2\pi R \int_0^{Dt} \sigma(\xi) [E + e_R(\xi)] d\xi,$$

где  $D$  — скорость фронта волны. При написании выражения (2.1) подразумевалось, что сопротивление электрической цепи, по которой протекает ток  $\dot{I}(t)$ , определяется сопротивлением проводящих продуктов.

Выражение (2.1) можно переписать в виде

$$\dot{I}(t) = \dot{I}_0(t) + \delta\dot{I}(t) = 2\pi R \int_0^{Dt} \sigma(\xi) [E_R + e_R] d\xi + \delta\dot{I}(t),$$

где

$$\delta\dot{I}(t) = 2\pi R \int_0^{Dt} \sigma(\xi) E_y d\xi = 2\pi R \int_{b/2}^{b/2+Dt} \sigma(b/2 + Dt - x) E_y(x, y = 0) dx.$$

Можно оценить, что  $\frac{\delta\dot{I}(t)}{\dot{I}_0(t)} \approx \frac{2b\sigma(z) [E_R + e_R(z)]}{l[\sigma(E_R + e_R)]_{\max}} \ll \frac{2b}{l}$ . Здесь  $z$  — координата в сечении  $z_0 = b/2$ , отстоящая на расстоянии  $Dt$  от фронта волны.

Таким образом,  $\delta i(t)/i_0(t) \ll 1$  и с достаточной степенью точности

$$(2.2) \quad i(t) \simeq i_0(t) = 2\pi R \int_0^{Dt} \sigma(\xi) [E_R + e_R(\xi)] d\xi.$$

Аналогично можно показать, что

$$(2.3) \quad \frac{di(t)}{dt} \simeq \frac{di_0(t)}{dt} - \frac{d}{dt} 2\pi R \int_0^{Dt} \sigma(\xi) [E_R + e_R(\xi)] d\xi,$$

поскольку имеет место оценка  $\frac{d\delta i(t)}{dt} / \frac{d}{dt} i_0(t) \lesssim \frac{2b}{l} \ll 1$ .

Равенство (2.3) запишем в виде

$$(2.4) \quad \frac{di_0(t)}{dt} = 2\pi R \left\{ \sigma(z) D [E_R + e_R(z)] + \frac{dE_R}{dt} \int_0^{Dt} \sigma(\xi) d\xi + \frac{dB_R}{dt} n \int_0^{Dt} \sigma(\xi) v(\xi) d\xi \right\}.$$

Второе и третье слагаемые в правой части (2.4) зависят от неизвестных заранее профилей массовой скорости  $v$  и электропроводности  $\sigma$  среды, поэтому для определения  $v$  и  $\sigma$  рассмотрим два случая электромагнитных измерений:

а)  $E_R(t) = E_0 \sin \omega t$ ,  $B_R(t) = B_0$  ( $E_0$  и  $B_0$  не зависят от времени), тогда с учетом условия 1 для момента времени  $t$ , заключенного в интервале  $t_2 - t_1 = T/2$  (где  $\sin \omega t_1 = 1$ ,  $\sin \omega t_2 = -1$ ), получим

$$(2.5) \quad v(z) = \frac{E_0 (d_1 + d_2)}{n B_0 (d_1 - d_2)}, \quad \sigma(z) = \frac{d_1 - d_2}{4\pi R D E_0},$$

где  $d_i = \left. \frac{di}{dt} \right|_{t=t_i}$ . В силу условия 6 весь ток  $i_1(t)$  протекает между цилиндрами по соединению. Измерение величины  $di/dt$  можно проводить, например, путем регистрации напряжения в тороидальной катушке, охватывающей соединение, либо посредством регистрации напряжения, возникающего на соединении за счет его собственной индуктивности;

б)  $E_R(t) = E_0$ ,  $B_R(t) = B_0 \sin \omega t$ , тогда

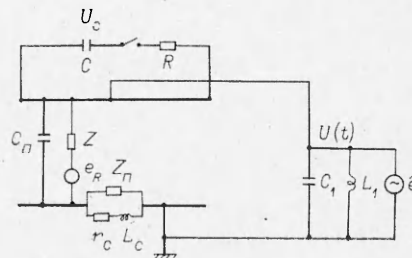
$$(2.6) \quad v(z) = \frac{E_0 (d_1 - d_2)}{n B_0 (d_1 + d_2)}, \quad \sigma(z) = \frac{d_1 + d_2}{4\pi R D E_0}.$$

Точность определения координаты  $z$  в формулах (2.5), (2.6) определяется пространственным разрешением — толщиной прокладки  $b$ .

3. При исследовании быстропротекающих процессов случай «а» предпочтительней случая «б», поскольку создание мощных периодических магнитных полей связано с гораздо большими затратами энергии и техническими трудностями, чем создание периодических электрических полей.

На фиг. 2 изображен пример эквивалентной электросхемы для случая «а», где  $C$  — конденсатор для питания постоянным током  $I \sim 10^3 - 10^4$  А центрального электрода ( $RC \gg \tau$ ,  $I = U_C/R$ );  $e_R$  — ЭДС, индуцированная при движении среды;  $Z$  и  $C_n$  — сопротивление проводящей среды и емкость между центральным электродом и цилиндром 3 ( $Z \sim \frac{l \ln(R/r_0)}{\pi \sigma_{\max}}$ ,  $\frac{1}{\omega C_n} \gg Z$ );  $\tilde{e}$  — генератор

с частотой  $\omega$ , соединенный параллельно с емкостью  $C_1$  и индуктивностью  $L_1$ , для создания между электродами периодического радиального электрического



Ф и г. 2

кого поля ( $ZC_1 \gg T$ ,  $\omega \simeq \frac{1}{V L_1 C_1}$ ,  $R_a \ll Z$ , где  $R_a$  — активное сопротивление индуктивности  $L_1$  и подводющих проводов);  $Z_{\text{п}}$  — паразитное сопротивление, обусловленное замыканием электропроводной среды пространства между цилиндрами вблизи изолирующей прокладки;  $r_c$  и  $L_c$  — сопротивление и индуктивность соединения ( $Z_{\text{п}} \sim (2\pi R\sigma)^{-1}$ ,  $Z_{\text{п}} \gg \omega L_c$ ,  $Z \gg \omega L_c$ ,  $Z \gg r_c$ ).

Таким образом, емкостью  $C_{\text{п}}$  и замыканием цилиндров электропроводными продуктами можно пренебречь, если обеспечить  $(\omega C_{\text{п}})^{-1} \gg Z$  и  $Z_{\text{п}} \sim Z$ .

При изменении полярности центрального электрода возникает дополнительный переменный ток  $I_{\text{п}} \simeq C_{\text{п}} dU(t)/dt \approx C_{\text{п}} \omega U_0 \sim 10^{-2}$  А ( $\omega \leq 10^7$  рад/с,  $U_0 \leq 10-100$  В,  $C_{\text{п}} \sim 10^{-11}$  Ф). Поскольку  $I_{\text{п}} \ll I$  ( $I \sim 10^3-10^4$  А), можно считать, что магнитное поле внутри цилиндров определяется лишь постоянным током  $I$ .

В эксперименте, например, при исследовании ударных волн с крутым профилем за фронтом необходимо выяснять влияние пограничного слоя на граничные условия. Для сильных волн ( $D \sim 1-2 \cdot 10^3$  м/с), распространяющихся в газе при стандартных начальных условиях, течение в пограничном слое турбулентно и его толщина  $\delta_l = \beta \text{Re}^{-1/5} \sim 10^{-2} R$  (для  $R \sim 10^{-1}$  м,  $l \sim 10^{-1}$  м), где  $\text{Re}$  и  $\beta$  — соответственно число Рейнольдса потока и коэффициент для турбулентного пограничного слоя [10]. Вблизи стенки трубы существует температурный пограничный слой с низкой проводимостью, но гораздо более тонкий, чем динамический пограничный слой [11], поэтому следует ожидать, что влияние контактного сопротивления в этом случае несущественно. В результате можно принять  $E_{R-\delta} = E_R$ ,  $e_{R-\delta} = e_R$  и записывать выражения для тока  $i(t)$  в виде (2.1), (2.2).

Тогда из формул (2.3), (2.5) получаем оценку для погрешности измерения  $v$  и  $\sigma$

$$(3.1) \quad \frac{\Delta v}{v} \simeq \frac{\Delta E_0}{E_0} + \frac{\Delta B_0}{B_0} + \frac{\Delta(d_1 + d_2)}{d_1 + d_2} + \frac{\Delta(d_1 - d_2)}{d_1 - d_2},$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \simeq \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta E_0}{E_0} + \frac{\Delta(d_1 - d_2)}{d_1 - d_2} + \frac{2b}{l}.$$

Погрешность измерения каждого из входящих в (3.1) членов может быть сделана равной 1—2%, и предложенный метод позволит определить профили массовой скорости и электропроводности по формулам (2.5) с ошибкой 5—10%.

Применение данной методики для детонационных волн требует анализа и оценки влияния неоднородности структуры волны, приводящей к неравномерности в распределении электропроводности и скорости по сечению трубы.

Для детонации в трубах радиусом  $R \sim 10^{-2}-10^{-1}$  м, распространяющейся по газовой смеси и некоторым из гетерогенных сред, обычно характерные параметры лежат в области:  $\sigma \sim 10^{-2}-1$  Ом $^{-1}$ /м,  $l \sim 10^{-3}-10^{-1}$  м,  $v \sim 10^2-10^3$  м/с,  $\tau \geq 10^{-6}-10^{-4}$  с,  $\tau_{\text{ст}} \leq 10^{-12}$  с. Реальные размеры цилиндров  $l_{\text{ц}} \leq 1$  м, толщина изолирующей прокладки  $b \sim 10^{-2}-1$  мм при условии  $b/l \sim 10^{-2}$ . Если создать магнитное поле с величиной индукции внутри цилиндров  $B \sim 10^{-2}-10^{-1}$  Т и выбрать частоту электрического поля  $\sim 10^6-10^7$  Гц, то можно удовлетворить условиям 1—6 и провести измерение профилей массовой скорости и электропроводности в детонационной волне. Величину ошибки следует при этом вычислять с учетом отклонения условий от идеальных и применять дополнительную тарировку на ударных волнах.

Для процессов с более медленным изменением  $v$  и  $\sigma$  вдоль течения ( $\tau > 10^{-4}$  с) значительно расширяется область измерения характерных параметров среды и улучшаются условия применения данного метода.

Поступила 28 I 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., Мир, 1965.
2. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М., Наука, 1970.
3. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Измерение ширины зоны проводимости за детонационным фронтом в тэне. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
4. Ершов А. П. О методах измерения электропроводности за фронтом детонации в конденсированных взрывчатых веществах. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 11. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1972.
5. Якушев В. В. Электрические измерения в динамическом эксперименте. — ФГВ, 1978, т. 14, № 2.
6. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. — ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 6.
7. Ершов А. П. О магнитогидродинамических методах измерений массовой скорости и электропроводности, изменяющихся вдоль течения. — ПМТФ, 1974, № 4.
8. Veysiere M. Theses de docteur es sciences physique. L'université de Poitiers, 1971.
9. Свешников А. Г., Тихонов А. Н. Теория функций комплексной переменной. М., Наука, 1970.
10. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., Наука, 1977.
11. Хилл Р. Предварительные исследования непроводящего подслоя пограничного слоя за сильными ударными волнами в аргоне. — В сб.: Магнитогазодинамические генераторы электрической энергии. Симпозиум IX. Под ред. В. А. Попова. М., ВИНТИ, 1963.

УДК 531.781.2+532.593

#### НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ДАВЛЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Ю. В. Батьков, С. А. Новиков, В. В. Пермьяков,  
А. В. Чернов  
(Москва)

Диэлектрический датчик давления (ДД), разработанный в Институте проблем прочности АН УССР [1], широко применяется для исследования ударно-волновых процессов в конденсированных средах [2—4]. Принцип работы ДД, как следует из работы [1], основан на явлении генерирования переменных электрических зарядов электрически поляризованным диэлектрическим диском при ударном сжатии. В работе [2] показано, что влияние эффектов ударной поляризации на сигнал вызвано изменением емкости в результате сжатия диэлектрика под нагрузкой, которая определяется величиной действующего давления.

В данной работе исследована возможность измерения многоволновых профилей ударных волн с помощью диэлектрических датчиков. ДД представляет собой плоский конденсатор, электроды которого выполнены из медной фольги толщиной 0,02 мм. Размер рабочей площади электродов  $8 \times 8$  мм<sup>2</sup>, длина выводов 60—70 мм, ширина 0,5—0,8 мм. В качестве чувствительных элементов ДД использовались лавсановая пленка тол-