

УДК 533.695.7.001.2

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОПЛ ЛАВАЛЯ С НЕСИММЕТРИЧНЫМ ВДУВОМ ГАЗА

ЗЕЛЕНЦОВ В. В., НЕСТЕРОВ А. А., ПОРОДЕНКО В. В.,  
ШИШКОВ А. А.

Экспериментально определены величины боковых сил при несимметричном вдуве поперечной газовой струи в сверхзвуковую часть сопла Лавалья. Экспериментальные данные обобщены на основе аналогии вдува с обтеканием эквивалентного твердого тела и обобщенной теории одномерных потоков. Получена аппроксимирующая зависимость для определения коэффициента усиления при вдуве.

Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной газовой струей исследовалось в ряде работ при вдуве струй в сверхзвуковую часть сопла (например, [1, 2]) и при выдуве струи через поверхность пластины в набегающий сверхзвуковой поток (например, [3-5]) для различных условий истечения и соотношений параметров основного и вторичного потоков. При взаимодействии вторичной струи ограниченных размеров с осесимметричным основным потоком течение в сопле является существенно трехмерным с наличием отрывных зон и ведущая роль в определении возникающих при этом боковых сил принадлежит эксперименту [6].

В работе [5] на основе теории подобия получено выражение для коэффициента усиления  $K$ , представляющего собой отношение полной боковой силы  $F$  к тяге вторичной струи в вакууме  $F_v$ , для случая взаимодействия основного потока со струей, выдуваемой по нормали к поверхности пластины. Выражение коррелирует экспериментальные данные по величинам боковых сил, реализуемых в зоне взаимодействия перед отверстием вдува. Между тем при вдуве газа в сопло через отверстия, расположенные на значительном расстоянии от его выходного сечения, вклад в боковую силу зоны возмущения, индуцируемой на поверхности сопла, расположенной вниз по потоку за отверстием вдува, является весьма существенным и необходим его учет при определении полной боковой силы.

В данной работе проводилось экспериментальное определение величины боковой силы при вдуве в сверхзвуковую часть осесимметричного сопла поперечной газовой струи через цилиндрические отверстия, расположенные на разном удалении от выходного сечения сопла и при различных углах встречи вторичного и основного потоков.

1. Испытания проводились на дифференциальной установке А. А. Сергиенко, описанной в работах [7, 8]. В качестве основного и вдуваемого газов использован воздух. Давление перед соплами составляло  $p_0=30-40$  кг/см<sup>2</sup>, что исключало для сопл № 1-3 (см. ниже) влияние атмосферного давления на процессы, происходящие в соплах при вдуве. Сопло № 4 испытано с применением проточного эжекционного насадка, обеспечивающего безотрывное течение в сверхзвуковой части сопла.

Для анализа использованы уровни боковых сил, полученные при условии равенства полных давлений перед отверстием вдува ( $p_{02}$ ) и перед основным соплом ( $p_{01}$ ) для режимов взаимодействия, характеризующихся отсутствием перехода возмущения на противоположную половину сопла.

Основные параметры испытанных сопл: диаметр минимального сечения  $d_*=2r_*$ ; число Маха одномерного течения в выходном сечении сопла  $M_a$ ; относительная длина сверхзвуковой части  $L^*=L/L_*$  приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ сопла	1	2	3	4
$d_*$ , мм	35,85	35,96	40,63	40,70
$M_a$	3,25	2,82	3,25	3,75
$L^*$	5,14	6,08	10,68	5,92

Сверхзвуковые контуры сопл № 1-3 выбирались из семейства профилей максимальной тяги, сопло № 4 коническое с полууглом раствора сверхзвуковой части  $\theta=19^\circ 30'$ .

Основные параметры узла вдува: диаметр отверстия вдува  $d$ , относительное расстояние между сечением вдува и выходным сечением сопла  $L_1^*=L_1/L$ ; угол между осью канала вдува и осью основного сопла  $\alpha$  (при  $\alpha > 90^\circ$  вдув навстречу потоку) указаны в табл. 2, 3.

2. Экспериментальные данные по коэффициенту усиления в зависимости от местоположения отверстия и угла вдува при вдуве через отверстия разных диаметров приведены в табл. 2, 3.

Для анализа экспериментальных данных по влиянию на коэффициент усиления местоположения и диаметра отверстия вдува (табл. 2) представим возмущен-

Таблица 2\*

№ сопла	d, мм	L <sub>1</sub> , °	K	Обозначение на фиг. 1
1	4,4	0,24	1,72	1
1	4,4	0,46	1,78	1
1	6,0	0,24	1,65	2
1	6,0	0,46	1,71	2
1	8,0	0,1	1,57	3
1	8,0	0,24	1,62	3
1	8,0	0,46	1,66	3
1	8,0	0,68	1,70	3
3	3,0	0,14	2,19	4
3	3,0	0,27	2,43	4
3	3,0	0,4	2,59	4
3	5,0	0,14	2,02	5
3	5,0	0,27	2,18	5
3	5,0	0,4	2,34	5
3	7,0	0,14	1,81	6
3	7,0	0,27	1,99	6
4	4,0	0,15	1,83	7
4	4,0	0,33	2,05	7
4	4,0	0,49	2,23	7

Таблица 3

№ сопла	d, мм	L <sub>1</sub> , °	α, град	K	Обозначение на фиг. 3
1	6,0	0,24	65	1,36	1
1	6,0	0,24	90	1,65	1
1	6,0	0,24	120	1,89	1
1	6,0	0,24	135	2,06	1
1	6,0	0,46	65	1,46	2
1	6,0	0,46	90	1,71	2
1	6,0	0,46	120	2,14	2
1	8,0	0,46	65	1,38	3
1	8,0	0,46	90	1,66	3
1	8,0	0,46	120	1,88	3
1	8,0	0,46	135	2,06	3
1	8,0	0,68	65	1,45	4
1	8,0	0,68	90	1,70	4
1	8,0	0,68	120	1,93	4
2	4,0	0,25	30	1,22	5
2	4,0	0,25	60	1,54	5
2	4,0	0,25	90	1,88	5
2	4,0	0,25	120	2,44	5
2	4,0	0,25	150	2,81	5
3	4,0	0,27	90	2,14	6
3	4,0	0,27	120	2,74	6
3	4,0	0,27	150	3,15	6

\* Для всех сопел α=90°

ную область условно в виде двух зон (фиг. 1): передней, включая отверстие вдува (A), и задней — зоны «следа» (B).

Индукцированная сила, создаваемая повышенным давлением в передней зоне,

равна  $F_{iA} = \int_{S_A} (p_A - p_1) dS$ , где  $p_A$  — давление в возмущенной зоне,  $p_1$  — давление

в невозмущенном основном потоке. Заменяя  $p_A - p_1$  на некоторое среднее значение по площади передней зоны  $S_A$ , получим  $F_{iA} = \langle p_A - p_1 \rangle S_A$ .

Величину  $S_A$  определим, используя соотношение для границы отрывной зоны [9]:

$$z/l_m = \sqrt{x/l_s}$$

где  $l_m$  и  $l_s$  — основные размеры отрывной зоны, соотношение которых зависит от угла вдува  $l_m/l_s = \varphi(\alpha)$ ,  $z$  и  $x$  — координаты точек границы (фиг. 1). Получим

$$S_A \approx 2 \int_0^{l_s} z dx = \frac{4}{3} \varphi(\alpha) l_s^2$$

С учетом предложенной в работе [9] зависимости для  $l_s$  получаем

$$(2.1) \quad F_{iA} = \langle p_A - p_1 \rangle \frac{4}{3} \varphi(\alpha) d^2 \left( \frac{p_2}{p_1} \right) \left( \frac{M_1}{2,44M_1 - 1,56} \right)^2 (3,22 - 1,41\alpha)$$

где  $M_1$  — число Маха основного потока.

Сила, создаваемая зоной A и струей, равна

$$(2.2) \quad F_A \approx F_{iA} + F_v \sin \alpha, \quad F_v = S_2 p_2 (1 + \gamma_2 M_2^2)$$

где  $p_2$  — статическое давление в выходном сечении канала вдува,  $\gamma_2$  — показатель адиабаты вторичного газа,  $M_2$  — число Маха вторичного потока.

Тогда коэффициент усиления (для зоны А) равен

$$K_A = \frac{F_A}{F_v} = \sin \alpha + \frac{F_{iA}}{F_v} =$$

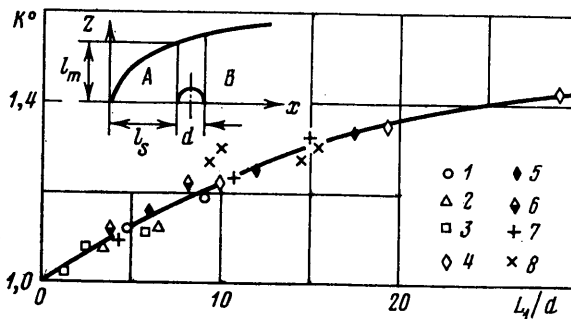
$$= \sin \alpha + \frac{16(p_A/p_1 - 1)}{3\pi(1 + \gamma_2 M_2^2)} \left( \frac{M_1}{2,44M_1 - 1,56} \right)^2 \varphi(\alpha) (3,22 - 1,41\alpha)^2$$

Для случая  $\alpha = 90^\circ$ ,  $M_2 = 1$ ,  $\gamma_2 = 1,4$ , учитывая, что  $\varphi(90^\circ) = 2$  [10] и используя соотношение  $p_A/p_1 = 0,287 + 0,713 M_1$  [10], имеем

$$K_A = 1 + (M_1 - 1) \left( \frac{M_1}{2,44M_1 - 1,56} \right)^2$$

В интервале  $2,5 < M_1 < 4,0$  средняя величина  $K_A = 1,6$ , при этом отклонение крайних значений составляет  $\pm 9\%$ .

Если привести экспериментальные значения коэффициента усиления к условиям вдува у среза сопла ( $L_1/L \rightarrow 0$ ), то получим значение  $K_a = K_A = 1,65 \pm 9\%$ , которое находится в хорошем соответствии с расчетным.



Фиг. 1

Все полученные экспериментальные точки удается обобщить в единую кривую в безразмерных координатах  $K^0 = K/K_a$ ;  $L_1/d$  (фиг. 1). Величина  $K^0$  характеризует изменение уровня коэффициента усиления  $K$  по отношению к его уровню  $K_a$ , реализующемуся при вдуве через отверстие, расположенное в непосредственной близости от выходного сечения сопла, т.е. в передней зоне, включая отверстие вдува. При значении  $K_a = 1,65$  экспериментальные данные работы [11] по вдуву продуктов сгорания твердотопливного газогенератора в сопло ракетного двигателя на твердом топливе ( $L_1^0 = 0,54$ ;  $M_a = 3,0$ ;  $\alpha = 90^\circ$ ;  $\theta = 14,5^\circ$ ) удовлетворительно совпадают с экспериментом авторов (точка 8 на фиг. 1). Таким образом, кривая на фиг. 1 описывает прирост  $K$  за счет увеличения длины зоны возмущения, расположенной вниз по потоку за отверстием вдува (зона «следа» Б).

Рассмотрим вклад зоны Б. Исходя из установленного в ряде работ (например, [12]) отсутствия влияния величины  $p_{02}/p_{01}$  и величины  $d$  на боковую силу при постоянном массовом расходе вдуваемого газа  $G_2$ , для рассматриваемого случая вдува высоконапорных звуковых струй ( $M_2 = 1$ ) вместо геометрического диаметра  $d$  введем эквивалентный диаметр  $d_e = d \sqrt{G_2^0}$ , определяемый из условия  $p_{02}/p_{01} = 1$ , где

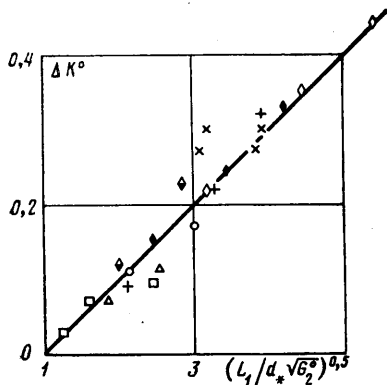
$$G_2^0 \approx (G \sqrt{RT_2}) / (G \sqrt{RT_0})_1,$$

$G_1$  — расход газа через основное сопло,  $R$  и  $T_0$  — газовая постоянная и температура потоков.

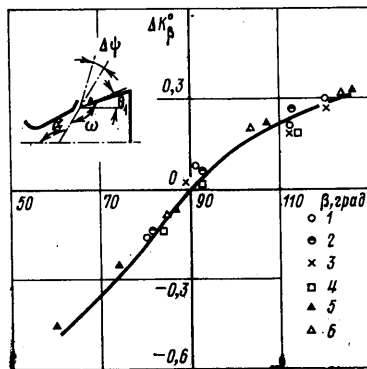
Необходимые для расчета индуцированной в зоне Б боковой силы ( $F_{iB}$ ) зависимости для распределения избыточных давлений  $\Delta p = p_B - p_1$  и площади возмущенной зоны  $S_B$  получим, исходя из аналогии вдува с обтеканием эквивалентного затупленного тела [13, 14]. При этом используем зависимости для распределения давления по длине поверхности цилиндра со сферическим носком и для формы ударной волны при его обтекании сверхзвуковым потоком, полученные в работе [15]:

$$\frac{\partial p}{p_1} = \frac{\gamma_1 M_1^2}{2} f(\gamma_1) (c_x)^{0,5} \frac{D}{x}, \quad \frac{z}{D} = g(\gamma_1) (c_x)^{0,25} \left( \frac{x}{D} \right)^{0,5}$$

$$(2.3) \quad \Delta p^0 = a \frac{1}{x^0}$$



Фиг. 2



Фиг. 3

При постоянных величинах  $\gamma_1$ ,  $c_x$ ,  $M_1$  имеем

$$(2.4) \quad x^\circ = b(x)^{0.5}$$

Здесь  $D$  — диаметр сферы,  $x$  — длина цилиндра,  $x^\circ = x/D$ ;  $f(\gamma_1)$ ,  $g(\gamma_1)$  — функции показателя адиабаты основного потока  $\gamma_1$ , определяемые в результате точного решения задачи о сильном взрыве линейного заряда;  $c_x$  — коэффициент сопротивления заглушенного тела.

Тогда  $F_{iB} = \int_{S_B} \Delta p \, dS$  или в безразмерных параметрах с учетом (2.3), (2.4)

$$F_{iB}^\circ = 2 \int_0^{x^\circ} \Delta p^\circ x^\circ \, dx^\circ = 2 \int_0^a \frac{a}{x^\circ} b \sqrt{x^\circ} \, dx^\circ$$

Окончательно получаем

$$(2.5) \quad F_{iB}^\circ = 4ab\sqrt{x^\circ} = c\sqrt{x^\circ}$$

Отсюда следует, что относительный коэффициент усиления составляющей боковой силы, индуцируемой в зоне  $B$ ,  $\Delta K^\circ = (K - K_A)/K_A$  должен линейно зависеть от  $(L_1/d_*\sqrt{G_2^\circ})^{0.5}$ .

Представленные на фиг. 1 экспериментальные данные, обработанные в координатах  $\Delta K^\circ$ ;  $(L_1/d_*\sqrt{G_2^\circ})^{0.5}$ , группируются около прямой  $\Delta K^\circ = 0,096 [(L_1/d_*\sqrt{G_2^\circ})^{0.5} - 1]$ , изображенной на фиг. 2.

Аппроксимация экспериментальных данных по влиянию угла вдува на коэффициент усиления (табл. 3) была проведена, исходя из выражения для единичного импульса вторичной струи, полученного в работе [16] на основании обобщенной теории одномерных потоков. При этом зависимость изменения относительного коэффициента усиления от угла встречи основного и вторичного потоков  $\beta$  можно представить в общем виде

$$(2.6) \quad \Delta K_\beta^\circ = \frac{K_\beta - K_{90^\circ}}{K_{90^\circ}} = C_1(\sin \beta - 1) + C_2 \cos \beta$$

Значения коэффициентов  $C_1$  и  $C_2$  получены в результате сравнения выражения (2.6) с экспериментальными данными (табл. 3), представленными в координатах  $K_\omega^\circ = K_\omega/K_N$ ;  $\omega$  с последующим приведением к условию вдува по нормали к оси сопла ( $\alpha = 90^\circ$ ), исходя из того, что средний полуугол раствора сопла в проведенной серии экспериментов равен  $\langle \theta \rangle = 11,5^\circ$  и с учетом поправки на угол разворота потока в косом срезе выходного сечения канала вдува  $\Delta\psi$  (фиг. 3), где  $\beta = \alpha \pm \Delta\psi$  — угол встречи потоков с учетом косога среза в выходном сечении канала вдува. Здесь  $K_\omega$ ;  $K_N$  — коэффициенты усиления при вдуве под произвольным углом и по нормали к стенке сопла;  $\omega = \alpha + \theta_1$ .

Как видно, выражение (2.6) дает хорошее согласование с экспериментом при значении коэффициентов  $C_1 = 1$ ;  $C_2 = -0,84$ . Линией на фиг. 3 нанесена зависимость  $\Delta K_\beta^\circ = \sin \beta - 0,84 \cos \beta - 1$ .

Коэффициент усиления для полной боковой силы определяется выражением

$$(2.7) \quad K = K_a (\Delta K^\circ + 1) (\Delta K_\beta^\circ + 1)$$

$$K = 1,65 \left[ 0,096 \left( \frac{L_1}{d_* \sqrt{G_2^\circ}} \right)^{0,5} + 0,904 \right] (\sin \beta - 0,84 \cos \beta)$$

При  $L_1/d_* \sqrt{G_2^\circ} = 0$  формула (2.7) дает значение коэффициента усиления, несколько отличное от его экспериментального значения  $K_a = 1,65$ . Это объясняется тем, что решение для взрывной волны, как правило, несправедливо в областях, примыкающих к носовой части тонкого затупленного тела.

Таким образом, привлечение метода эквивалентного тела и обобщенной теории одномерных потоков позволило получить приемлемую аналитическую модель сложного процесса взаимодействия течений и на ее основе обобщить экспериментальные данные по величинам боковых сил при вдуве газа в сверхзвуковую часть сопла Лавалья, полученные в довольно широком диапазоне изменения характерных параметров ( $M_a = 2,8 - 3,75$ ;  $\alpha = 30 - 150^\circ$ ;  $L_1^\circ = 0,1 - 0,68$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Charwat A. F., Allegre J. Interaction of a supersonic stream and a transverse supersonic jet. — AIAA Journal, 1964, v. 2, No. 11 (Рус. перев.: Чароут, Аллегри. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной сверхзвуковой струей. — Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 11).
2. Hawk N. E., Amick J. L. Two-dimensional secondary jet interaction with a supersonic stream. — AIAA Journal, 1967, v. 5, No. 4 (Рус. перев.: Взаимодействие вторичной струи со сверхзвуковым потоком. — Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 4).
3. Авдучевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5.
4. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 3.
5. Галанова З. Г., Кострюкова Е. Д., Сагалович В. Н. О взаимодействии воздушного потока с поперечной газовой струей, вытекающей из отверстия в пластине. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 4.
6. Шишков А. А. Газодинамика пороховых ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1974.
7. Мельников Д. А., Пирумов У. Г., Сергиенко А. А. Сопла реактивных двигателей. — В кн.: Аэромеханика и газовая динамика. М.: Наука, 1976.
8. Бобович А. Б., Корнилович В. Б., Славов Б. Н., Шишков А. А. Экспериментальное исследование асимметричных сопел Лавалья. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 2.
9. Зубков А. И., Глаголев А. И. Влияние толщины пограничного слоя и поперечной кривизны поверхности на геометрические и силовые характеристики области отрыва при вдуве струи в сверхзвуковой поток. — Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1976, № 44.
10. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Приближенный метод расчета аэродинамических коэффициентов тел с трехмерными выступами. — Научн. тр. Ин-та мех. МГУ, 1976, № 44.
11. Inouye T., Nottage H. B. Experiments on rocket thrust vector control by hot gas injection. — J. Spacecraft and Rockets, 1966, v. 3, No. 5 (Рус. перев.: Экспериментальное исследование управления вектором тяги ракетного двигателя посредством вдува горячего газа. — Вопросы ракетной техники, 1966, № 10).
12. Broadwell J. E. Analysis of the fluid mechanics of secondary injection for thrust vector control. — AIAA Journal, 1963, v. 1, No. 5.
13. Hsia Henry T.-S. Equivalence of secondary injection to a blunt body in supersonic flow. — AIAA Journal, 1966, v. 4, No. 10 (Рус. перев.: Эквивалентность вторичного впрыска затупленному телу в сверхзвуковом потоке. — Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 10).
14. Kallis J. M. Equivalent solid obstacle for gas injection into supersonic stream. — AIAA Journal, 1972, v. 10, No. 10 (Рус. перев.: Обтекание сверхзвуковым потоком твердого препятствия, эквивалентного вдуваемой газовой струе. — Ракетная техника и космонавтика, 1972, № 10).
15. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
16. Walker R. E., Shandor M. Influence of injectant properties for fluid injection thrust

vector control.— J. Spacecraft and Rockets, 1964, v. 1, No. 4 (Рус. перев.: Влияние свойств жидкости на эффективность системы управления вектором тяги путем впрыска жидкости.— Вопросы ракетной техники, 1965, № 4).

Москва

Поступила в редакцию  
21.VIII.1979

УДК 538.4

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В КОАКСИАЛЬНОМ КАБЕЛЕ. СЛУЧАЙ УЗКОГО ЗАЗОРА

СЕДОВА Г. Л.

Простые волны и разрывы в средах, магнитная проницаемость которых является функцией модуля напряженности магнитного поля, рассматривались в работе [1]. Распространение ударных волн в коаксиальных линиях, заполненных ферритом с прямоугольной кривой намагничивания, и методы инженерных расчетов изложены в работах [2, 3].

В данной статье рассматривается распространение разрыва электромагнитного поля в магнетике, находящемся в коаксиальном кабеле. Найдена форма скачка электромагнитного поля, распространяющегося по магнетик от источника напряжения. В предположении малости зазора между коаксиальными бесконечно проводящими цилиндрами определены параметры поля за скачком.

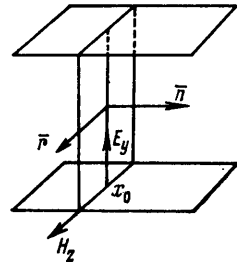
Если в бесконечном слое непроводящего магнетика в отсутствие свободных зарядов распространяется разрыв электромагнитных величин, то параметры поля за и перед фронтом разрыва связаны соотношениями [4]

$$(1) \quad [B_n]=0, \quad [D_n]=0 \\ [E_\tau]=\frac{1}{c} ([\mathbf{V} \times \mathbf{u})_\tau, \quad [H_\tau]=\frac{1}{c} (\mathbf{u} \times \mathbf{D})_\tau$$

Здесь  $\mathbf{n}$  — направление нормали,  $\tau$  — направление касательной к плоскости скачка,  $\mathbf{u}=\mathbf{u}\mathbf{n}$  — нормальная составляющая скорости распространения скачка по магнетик, квадратными скобками обозначена разность между значениями параметров за и перед скачком.

Очевидно, что такой разрыв может распространяться в полупространстве, заполненном магнетиком, при отсутствии в нем электромагнитного поля, если к плоскости, ограничивающей это полупространство, мгновенно приложить и поддерживать постоянным некоторое электрическое поле  $\mathbf{E}$ , которое можно всегда считать направленным по оси  $y$ :  $\mathbf{E}=\mathbf{E}_y\mathbf{y}$ . В области за этим разрывом электрическое и магнитное поля постоянны. Скорость разрыва и магнитное поле за ним найдутся из равенств (1) при учете того, что электрическое и магнитное поля перед разрывом равны нулю, а электрическое поле за разрывом равно приложенному к ограничивающей полупространство плоскости вектору  $\mathbf{E}$ .

Такая же ударная волна будет распространяться в слое магнетика, заключенном между двумя бесконечно проводящими плоскостями  $y=\pm h$  (фиг. 1), так как указанное выше решение удовлетворяет граничному условию на проводящих плоскостях, заключающемся в равенстве нулю касательной составляющей электрического поля. На частях плоскостей  $y=\pm h$ , граничащих с возмущенной областью, появятся поверхностный заряд  $\sigma$ . Этот заряд в силу известного граничного условия представляется формулой  $\sigma=\epsilon E_y/4\pi$  (где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость магнетика), далее без ограничения общности будем считать  $\epsilon=1$ , электрическое поле вне магнетика при  $|y|>h$  отсутствует, так как плоскости  $y=\pm h$  представляют собой идеальный проводник. Движение таких зарядов вдоль идеально проводящей поверхности соответствует наличию поверхностного тока, описывающегося формулой  $j=v\epsilon E_y/4\pi$  (где  $v$  — скорость движения зарядов по поверхности). Ток  $j$  в свою очередь создает в магнетике магнитное поле  $B_z=\mu j/4\pi c$  за фронтом волны.



Фиг. 1