

УДК 533.6.013.2.011.35:629.7.025.73

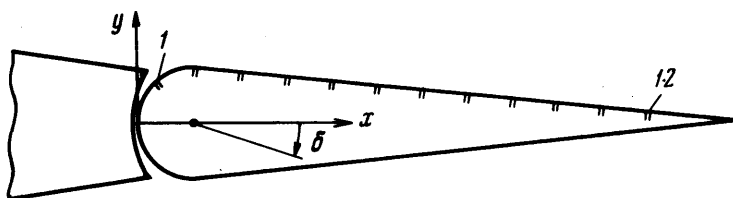
## ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ ЭЛЭРОНЕ В ОКОЛОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. В. НАЗАРЕНКО, Т. П. НЕВЕЖИНА

(Москва)

Приводятся результаты измерения давления на колеблющемся элероне в условиях плоскопараллельного околозвукового потока. Измерения проводились при помощи внутримодельных датчиков давления на режиме вынужденных колебаний при числе  $M = 0.974$ . Произведена оценка характеристик демпфирования элерона с учетом существенно нелинейных эффектов, связанных с движением скачка в процессе колебаний. Намечена схема возможного механизма автоколебаний органа управления при смешанном обтекании.

1. В работах [1-4] приведены результаты экспериментальных исследований автоколебаний органов управления летательных аппаратов при числе Маха, близком к единице, известных в зарубежной литературе под термином «баз» (buzz). Изучае-



Фиг. 1

мое явление характерно тем, что определяющим параметром для него является не критическое значение скоростного напора, а число Маха. При этом амплитуда самопроизвольно возникающих крутильных колебаний возрастает до некоторого определенного значения, после чего остается практически постоянной. Установившиеся автоколебания не разрушают, как правило, конструкцию, однако существенно затрудняют управляемость и эксплуатацию самолета на околозвуковой скорости полета.

Исследование процесса развития и установления автоколебаний в указанных работах производилось при помощи скоростной кино съемки теневой картины обтекания органа управления. Для получения количественных результатов измерялись значения нестационарной подъемной силы и шарнирного момента методом свободных колебаний. Полученные результаты позволили произвести классификацию изучаемого явления и определить зависимость суммарных нестационарных аэродинамических характеристик при автоколебаниях от числа Маха, числа Струхала, геометрии профиля и угла его наклона. Однако механизм автоколебаний при околозвуковом и сверхзвуковом обтекании изучен недостаточно, что не позволяет, в частности, наметить замкнутую схему установления колебаний с постоянной амплитудой.

В случае смешанного обтекания изучение этой проблемы приводит к необходимости определения нестационарных аэродинамических характеристик раздельно в каждой из трех, качественно отличных друг от друга областей течения: области чисто сверхзвукового обтекания, области, охватываемой движением скачка при колебаниях органа управления, и области дозвукового обтекания, как правило отрывного.

Особенно сложной для изучения является область, охватываемая движением скачка, где образуется сложная система взаимодействующих с пограничным слоем ударных волн, индуцирующих интенсивный срыв потока. Градиенты давления на скачках уплотнения и на границе зоны срыва приводят к нелинейной зависимости от угла отклонения исследуемой поверхности.

Для измерения распределенных нестационарных аэродинамических характеристик и изучения физических особенностей обтекания при околозвуковых скоростях в настоящей работе использовалась методика, основанная на применении внутримодельных датчиков давления. Применяемая методика измерений позволила произвести оценку характеристик демпфирования элерона с учетом нелинейных эффектов, связанных с движением скачка.

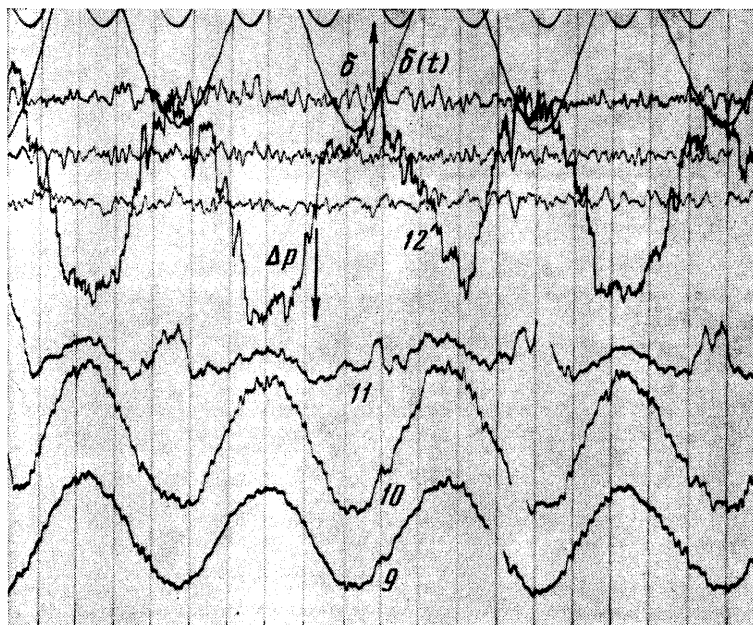
2. Исследования проводились на модели крыла симметричного профиля с относительной толщиной  $\epsilon = 8.6\%$ . К крылу на упругой заделке крепился элерон. Схема элерона показана на фиг. 1. Начало связанной системы координат выбрано на передней кромке элерона. Ось  $x$  направлена по хорде к задней кромке. Угол установки крыла и начальный угол отклонения элерона были равны нулю. Эксперимент про-

водился в условиях обтекания, приближенных к плоскопараллельному потоку. Вынужденные колебания задавались при помощи специальной виброустановки. Положительным считался угол  $\delta$ , при котором задняя кромка элерона отклонялась вниз от нулевого положения.

Измерения давления производились на верхней поверхности элерона 12 датчиками давления типа ДМИ, установленными в среднем сечении. Координаты датчиков приведены ниже.

№ датчика	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$10 x^*$	0.19	0.96	1.70	2.48	3.26	4.03	4.86	5.60	6.37	6.98	7.49	8.38

Одна полость датчика через дренажное отверстие с диаметром  $d = 0.8$  мм сообщалась непосредственно с измеряемой точкой на поверхности элерона, а во вторую полость подавалось опорное давление, равное статическому в невозмущенном потоке. Такая схема измерения позволила определить переменное давление, а также исследовать структуру обтекания неподвижного и колеблющегося элерона.



Фиг. 2

Сигнал датчиков давления регистрировался одновременно шлейфовым осциллографом и магнитным регистратором. По одному из каналов фиксировались также показания тензодатчика, измеряющего угол  $\delta$ . Примененные датчики и усилительная аппаратура позволили производить измерения переменного давления практически без амплитудных и фазовых искажений.

Анализ записи

$$p_1(t) = p - p_{ст} = (p_0 - p_{ст}) + \Delta p(t)$$

где  $p(t)$  — переменное давление на поверхности элерона,  $p_{ст}$  — давление в невозмущенном набегающем потоке,  $p_0$  — давление на элероне при  $\delta = 0$ ,  $\Delta p(t)$  — динамическая составляющая давления, показал, что на основной сигнал, определяемый изменением угла отклонения, наложены относительно высокочастотные, имеющие случайный характер пульсации, которые практически не позволяют произвести расшифровку результатов. Пульсации давления вызваны акустическим «шумом» в пограничном слое, нестационарностью обтекания вблизи скачка уплотнения в околозвуковом потоке, (см. [5, 6]), а также срывом потока.

Для получения количественных результатов производилась повторная обработка магнитной записи. Сигнал тензодатчика и (поочередно) каждого датчика давления подвергался фильтрации с целью исключения постоянной составляющей, соответствующей статическому давлению в измеряемой точке, и высокочастотных пульсаций. После фильтрации сигналы регистрировались на ленте шлейфового осциллографа.

Систематические погрешности в фазе, возникающие при такой обработке, учитывались при помощи динамической тарировки сквозного измерительного тракта.

Амплитудные погрешности в исследуемом диапазоне частот были пренебрежимо малы.

Измерения производились на режиме вынужденных гармонических колебаний элерона при числе  $M = 0.974$ . Частота колебаний находилась в пределах 18–24 *гц*, а амплитуда угла отклонения изменялась от 1.5 до 2.5°. При этом число Струхаля  $Sh = \omega b / V = 0.10-0.13$ , где  $\omega$  — круговая частота колебаний,  $b$  — хорда элерона,  $V$  — скорость в набегающем потоке, а число Рейнольдса

$$Re = Vb_h / \nu \approx 7.2 \cdot 10^6,$$

где  $b_h$  — ход крыла,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости.

3. Одним из основных методов определения распределенных нестационарных аэродинамических характеристик с помощью внутримодельных датчиков давления является метод измерений при вынужденных гармонических колебаниях исследуемой модели.

Если при  $\delta = \delta_0 \sin \omega t$ , где  $\delta_0$  — амплитуда колебаний элерона, давление на его поверхности изменяется также по гармоническому закону, то при выбранной схеме измерений

$$p_1(t) = p_{10} - \Delta p_0 \sin(\omega t + \varepsilon), \quad p_{10} = p_0 - p_{cm}$$

где  $\Delta p_0$  — амплитуда переменного давления,  $\varepsilon$  — сдвиг фаз между давлением и движением (считается положительным, если давление опережает движение),  $t$  — время.

Одновременная регистрация величин  $\delta(t)$  и  $p_1(t)$  позволяет [7–9] определить коэффициенты аэродинамических производных давления, по которым затем рассчитываются суммарные характеристики. Для этого кроме параметров потока и геометрических характеристик модели достаточно знать амплитуду переменного давления  $\Delta p_0$ , круговую частоту колебаний  $\omega$  и сдвиг фаз  $\varepsilon$ . При колебаниях элерона относительно оси шарнира коэффициенты аэродинамических производных давления  $p^{\delta}$ ,  $p^{\delta'}$ ,  $p^{\omega z}$  определяются следующими выражениями ([7]):

$$\begin{aligned} p^{\delta} - Sh^2 p^{\omega z} &= -\Delta p_0^* / \delta_0 \cdot \cos \varepsilon \\ p^{\delta'} + p^{\omega z} &= -\Delta p_0^* / \delta_0 \cdot \text{Sh} \cdot \sin \varepsilon \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь

$$\delta^* = d\delta / dt \cdot b / V, \quad \omega_z = \Omega_z b / V,$$

$\Omega_z$  — угловая скорость вращения относительно оси  $z$ ,

$$\omega_z^* = d\Omega_z / dt \cdot b^2 / V^2, \quad \Delta p_0^* = \Delta p_0 / q,$$

$q = 1/2 \rho V^2$  — скоростной напор,  $\rho$  — плотность в невозмущенном набегающем потоке.

Выражения (2.1) определяют «аэродинамическую жесткость» и «аэродинамическое демпфирование» элерона соответственно.

Для прямого случая тонкого крыла бесконечного размаха, совершающего малые крутильные колебания относительно оси, параллельной размаху, вследствие скоса потока, обусловленного линейной скоростью при вращении, имеет место сдвиг фаз  $\varepsilon$ , который можно представить в виде

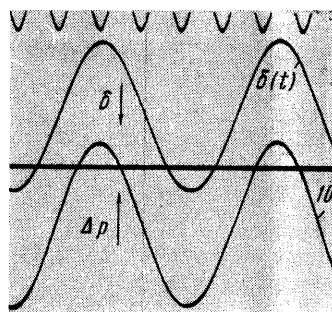
$$\text{tg } \varepsilon \approx \varepsilon \approx \Delta V / V \approx \text{Sh } \Delta x^* \quad (2.2)$$

где  $\Delta V$  — линейная скорость вращения,  $\Delta x^* = (x - x_0) / b$ ,  $x_0$  — координата оси вращения элерона.

Как следует из (2.2), в точках крыла, расположенных впереди оси вращения ( $\Delta x^* \leq 0$ ), давление отстает от угла отклонения, а в точках, расположенных за осью — опережает. Можно показать, что и в том и в другом случае нестационарная составляющая давления в фазе с производной по времени от угла отклонения демпфирует колебания крыла. Аналогичный вывод для малых колебаний можно сделать, анализируя работу [10]. Очевидно, что объяснение явления автоколебаний органов управления в околосзвуковом потоке при этих предположениях невыполнимо. Нелинейные эффекты, обусловленные скачком уплотнения и срывом потока, приводят к тому, что при синусоидальном изменении  $\delta$  переменное давление на поверхности элерона не может быть представлено также в виде синусоиды. В этом случае для оценки аэродинамического демпфирования производился расчет работы сил давления за период колебаний.

В общем случае

$$A^* = A / \Delta \sigma q b = r^* \int_0^T p^* d\delta \approx r^* \sum_1^m \Delta \delta_i p_i^*$$



Фиг. 3

где  $A$  — работа сил давления на элементарной площадке элерона за период,  $\Delta\sigma$  — элементарная площадка на поверхности элерона,  $T$  — период колебаний элерона,  $p^* = p/q$ ,  $r^* = r/b$ ,  $r$  — расстояние точки от оси вращения элерона.

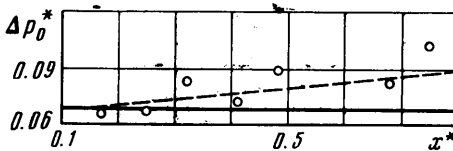
При  $\delta = \delta_0 \sin \omega t$

$$A^* = \delta_0 r^* \omega \int_0^T \Delta p^* \cos \omega t dt \quad (\Delta p^* = \Delta p/q)$$

В частности, при выполнении

$$p_1(t) = p_{10} - \Delta p_0 \sin(\omega t + \epsilon), \quad A^* = -\pi \delta_0 r^* \Delta p_0^* \sin \epsilon, \quad (\Delta p_0^* = \Delta p_0/q)$$

Очевидно, что положительная работа сил давления увеличивает энергию колебаний, а отрицательная приводит к демпфированию последних.



Фиг. 4

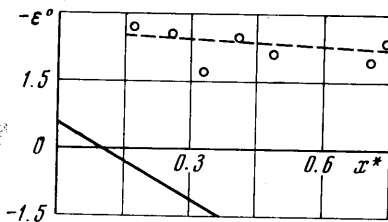
местному сверхзвуковому обтеканию. При вынужденных колебаниях элерона в исследованном диапазоне углов  $\delta$  зона взаимодействия скачка с пограничным слоем перемещается в пределах от датчика 11 до задней кромки.

На фиг. 2 приведена осциллограмма показаний датчиков 9–12 и датчика угла  $\delta(t)$ . Наблюдается качественное различие в характере изменения давления, регистрируемого датчиками сверхзвуковой зоны и датчиком 12 (частично и 11). Изменение давления на датчике 12 происходит практически в «противофазе» с предыдущими, с существенным искажением синусоидального закона изменения  $p_1(t)$ .

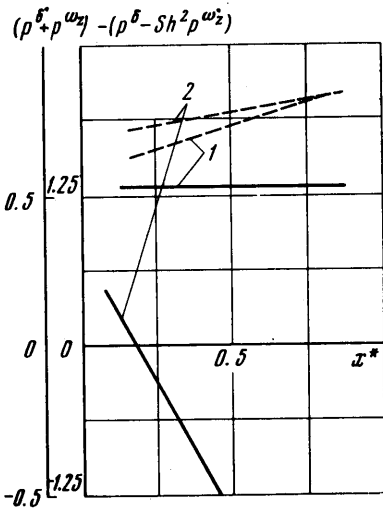
В сверхзвуковой зоне функцию  $p_1(t)$  после фильтрации можно считать синусоидальной. В качестве примера на фиг. 3 приведена соответствующая осциллограмма показаний датчика 10 и тензодатчика. Обработка результатов измерений для этой зоны производилась по обычной методике.

На фиг. 4 и фиг. 5 приведено распределение величин  $\Delta p_0^*$  и  $\epsilon$  по хорде элерона при частоте колебаний  $f = 20.4$  гц. Сплошные линии — теория [10], пунктир — эксперимент.

На фиг. 6 представлено аналогичное распределение производных давления  $p^{\delta} - Sh^2 p^{\omega z}$  (зависимость 1) и  $p^{\delta} + p^{\omega z}$  (зависимость 2), определяющих аэродинамическую жесткость и аэродинамическое демпфирование соответственно. На этих же



Фиг. 5



Фиг. 6

фигурах представлены аналогичные величины, полученные из [10] (теория поршня). Из результатов, приведенных на фиг. 5 и фиг. 6, следует, что нестационарное давление вследствие запаздывания реализует отрицательное демпфирование элерона сверхзвуковой зоне обтекания при  $M = 0.974$ .

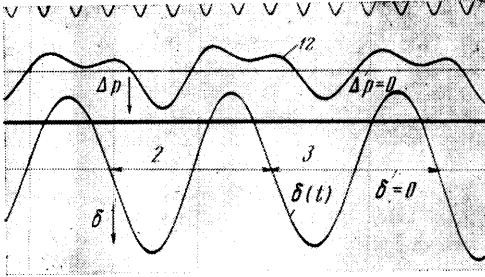
Одновременно датчик 12 вместо ожидаемого уменьшения давления с ростом  $\delta$  (разгон потока), как в сверхзвуковой зоне, фиксирует «аномальный» характер изменения  $p_1(t)$ . Возрастание давления при отклонении задней кромки элерона вниз может быть вызвано соответствующим продвижением зоны скачка вперед по хорде. Это предположение подтверждается данными работы [1] и [11], в которых показано, что при числе  $M$ , близком к критическому, с увеличением угла атаки  $\alpha$  профиля на нем возникает скачок уплотнения, смещающийся к задней кромке при дальнейшем увеличении  $\alpha$ . Однако при  $\alpha \approx 4.5^\circ$  на профиле возникает срыв потока, который приводит к продвижению скачка к передней кромке при возрастании угла атаки.

При колебании элерона возникает дополнительный скос потока, который благоприятствует отрыву на верхней поверхности при  $\delta \rightarrow +\delta_0$ . Это должно приводить к возникновению срыва (и соответствующему продвижению скачка) на меньших углах отклонения, чем при квазистатическом изменении  $\delta$ .

Анализ зависимости  $p_1(t)$  показал, что имеют место по крайней мере два характерных закона изменения давления, регистрируемого датчиком 12.

Один из них представлен на фиг. 7, где приведены функции  $\Delta p(t)$  и  $\delta(t)$  после фильтрации высокочастотных составляющих при  $f = 19.6$  гц и  $\delta_0 = 2.3^\circ$ . На осциллограмме указан уровень нулевого сигнала  $\delta = 0$  и уровень  $\Delta p = 0$ . Указаны также направления возрастания угла отклонения ( $+\delta$ ) и давления ( $+\Delta p$ ).

Этот режим колебаний характерен «глубоким» продвижением скачка вперед по хорде элерона при  $\delta \rightarrow +\delta_0$ , захватывающим также и датчик 11. Скачок, обладая инерционностью, продолжает двигаться вверх по потоку даже тогда, когда задняя кромка элерона уже начала отклоняться вверх.

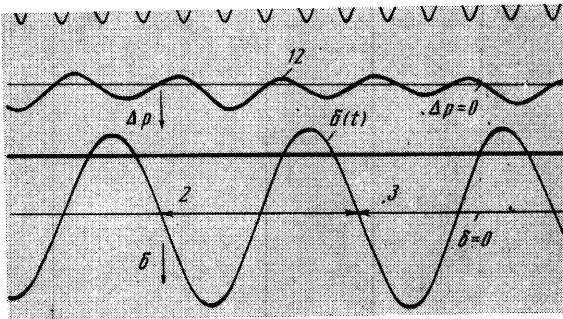


Фиг. 7

второго режима изменения давления на элероне в зоне движущегося скачка при  $f = 20.0$  гц и  $\delta_0 = 2.1^\circ$ . В этом случае тенденция скачка уплотнения к продвижению вперед по хорде при  $\delta \approx -\delta_0$  (торможение сверхзвукового потока) и аналогичная тенденция при  $\delta \approx +\delta_0$  (развитие срыва) практически «уравновешивают» друг друга, что приводит к колебаниям скачка на элероне с удвоенной относительно  $f$  частотой.

Дальнейший процесс изменения  $\delta$  до нулевого значения, а затем до  $\delta = -\delta_0$ , сопровождается непрерывным смещением скачка к задней кромке. При этом также проявляется инерционность скачка, так как торможение сверхзвукового потока на элероне при движении задней кромки вверх вначале не может вызвать продвижение скачка вперед по хорде. Функцию  $p_1(t)$ , представленную на фиг. 7, в первом приближении можно считать периодической.

На фиг. 8 приведены зависимости  $\Delta p(t)$  и  $\delta(t)$ , характерные для

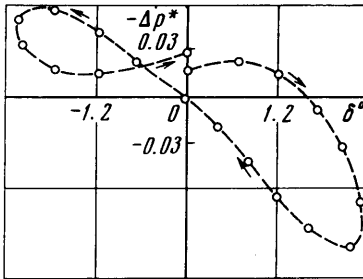


Фиг. 8

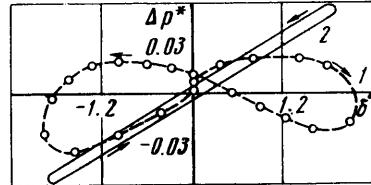
Переход от режима колебаний с удвоенной частотой к режиму, приведенному на фиг. 7, происходит при относительно небольшом увеличении амплитуды и изменении частоты колебаний элерона. Определяющим параметром в этом случае следует считать амплитуду, так как один и тот же характер обтекания (фиг. 7) наблюдался в эксперименте во всем исследованном диапазоне частот при равных амплитудах. Однако в более широком интервале изменения частот следует ожидать и

влияния числа  $Sh$ . Это предположение подтверждается, в частности, данными работы [1], где показано существенное различие в характере перемещения скачка при быстром и квазистатическом отклонении профиля.

Изменение динамического давления  $\Delta p^*$ , определяемого датчиком 12 в зависимости от угла отклонения, характерное для режима колебаний фиг. 7, представлено на фиг. 9. Стрелкой указано направление, соответствующее возрастанию времени  $t$ .



Фиг. 9



Фиг. 10

На фиг. 10 (кривая 1) приведена зависимость  $\Delta p^*(\delta)$ , получающаяся при колебаниях скачка с удвоенной относительно  $f$  частотой. Там же нанесены расчетные значения  $\Delta p^* = -\Delta p_0^* \sin(\omega t + \epsilon)$  при  $\Delta p_0^* = 0.06$  и  $\epsilon = -4^\circ$  в зависимости от  $\delta = \delta_0 \sin \omega t$  при  $\delta_0 = 1.9^\circ$  (кривая 2).

Изменение динамической составляющей давления  $\Delta p^*$  в сверхзвуковой зоне обтекания элерона практически следует закону, приведенному на фиг. 10 (кривая 2).

Поскольку изменение  $p_1(t)$  в зоне, охватываемой движением скачка, не может быть представлено в виде синусоиды, то для оценки характеристик демпфирования элерона в этой зоне производился расчет работы сил давления за период колебаний.

№ цикла	1	2	3	(Фиг. 7)	1	2	3	(Фиг. 8)
$A^* \cdot 10^4$	-11.4	-13.2	-15.2		-4.3	-10.6	2.2	

В табл. 2 приведены значения  $A^*$  для трех последовательных циклов колебаний, представленных на фиг. 7 и фиг. 8 соответственно. Расчет проводился по показаниям датчика 12.

Расчет работы сил давления на колеблющемся элероне показывает, что перемещение зоны взаимодействия скачка с пограничным слоем может привести к демпфированию колебаний. На основании этих результатов можно предположить следующую схему образования установившихся автоколебаний в условиях смешанного обтекания элерона.

Поскольку в сверхзвуковой зоне обтекания элерона возникают нестационарные аэродинамические силы, приводящие к отрицательному демпфированию, то при определенных условиях случайно возникшие колебания элерона будут поддерживаться этими силами. Колебания вызовут перемещение скачка по поверхности элерона. Нарастание амплитуды будет происходить до тех пор, пока перемещение скачка уплотнения не охватит достаточно большой участок поверхности. Так как возникающие в этой зоне нестационарные аэродинамические силы являются в основном демпфирующими, то при некоторой амплитуде возникает динамическое «равновесие» сил положительного и отрицательного демпфирования и образуются установившиеся автоколебания.

Поступило 5 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

- Lambourne N. C. Some instabilities arising from the interactions between shock waves and boundary layers. ARC, C. P. No. 473 Techn. Rept, 1960.
- Lambourne N. C. Control-surface buzz. A.R.C. RGM. 3364, 1964.
- Nasamura Y., Tanabe Y. Some experimental contributions on single degree-of-freedom flutter in two-dimensional low supersonic flow. J. Aircraft, 1966, vol. 3, No. 5.
- Nasamura C. Some contributions on a control-surface buzz at high subsonic speeds. J. Aircraft, 1968, vol. 5, No. 2.
- Hilton W. F., Fowler R. C. Photographs of shock-wave movement. ARC Techn. Rept R. & M No. 2692, 1947.
- Moulden T. N., Cox J. I., Stringfellow V. A. A preliminary experimental investigation of shock-wave development on airfoils. ARC, CP No. 964, Techn. Rept., 1967.

7. Белоцерковский С. М., Ульянов Б. И., Хоменко В. С. Некоторые вопросы методики замера мгновенных давлений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
8. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. К определению коэффициентов вращательных производных в аэродинамических трубах. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 3.
9. Назаренко В. В. Экспериментальное исследование распределения давления на плоском колеблющемся профиле в сверхзвуковом потоке. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1283.
10. Лайтхилл М. Колебания профилей при больших числах  $M$ . Сб. перев. «Механика», 1954, № 5.
11. Pearcey H. H. Some effects of shock-induced separation of turbulent boundary layers on transonic flow past airfoils. Proc. N.P.L., Sympos. on Boundary Layer Effects in Aerodynamics, 1955.

УДК 538.4:621.362+538.4:621.384.6

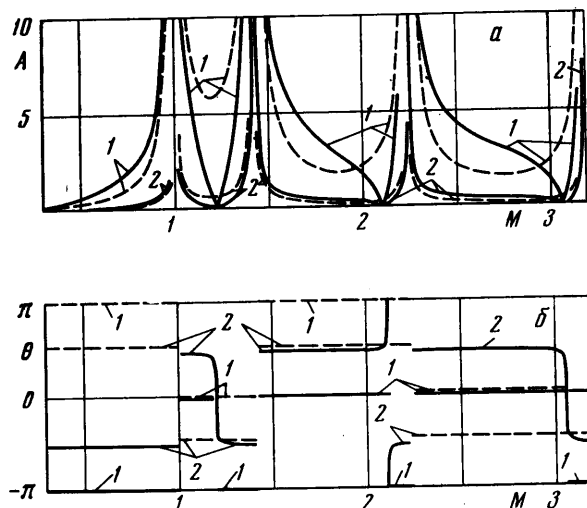
### АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ТОКА И ДЖОУЛЕВА ДИССИПАЦИЯ В КАНАЛЕ С ВОЛНИСТЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

А. Л. ЛЕВИН

(Москва)

Рассмотрены амплитудно-фазовые соотношения для тока в канале, образованном плоским и слабоизменяющимся синусоидальным электродами, при течении по нему дозвукового или сверхзвукового плоского электропроводящего потока. Приведены распределения токов между электродами. Вычислена величина джоулевых потерь в зависимости от числа Маха, параметра Холла и периода волнистого электрода.

Рассмотренная задача моделирует течение в магнитогидродинамических каналах,



Фиг. 1

когда на электродах имеют место неровности, специально созданные или возникающие, например, при горении разряда.

В работе [1] для дозвукового течения была рассчитана джоулева диссипация в канале, образованном длинными диэлектрическими стенками со слабо изменяющейся синусоидальной геометрией.

1. В данной статье произведены расчеты по формулам работы [2], в которой рассматривалось плоское стационарное течение электропроводящего газа в канале с учетом эффекта Холла, но пренебрегалось вязкостью и теплопроводностью газа; считалось, что разность потенциалов между электродами  $\phi_0$  мало отличается от индуцированного на них потоком напряжения и значительно превышает приэлектродные падения.