

УДК 532.529.6:537.221

© 1999 г. А.Б. ВАТАЖИН, Д.А. ГОЛЕНЦОВ, В.А. ЛИХТЕР,
В.И. ШУЛЬГИН

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ РАЗРУШЕНИЯ ТЕЛ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

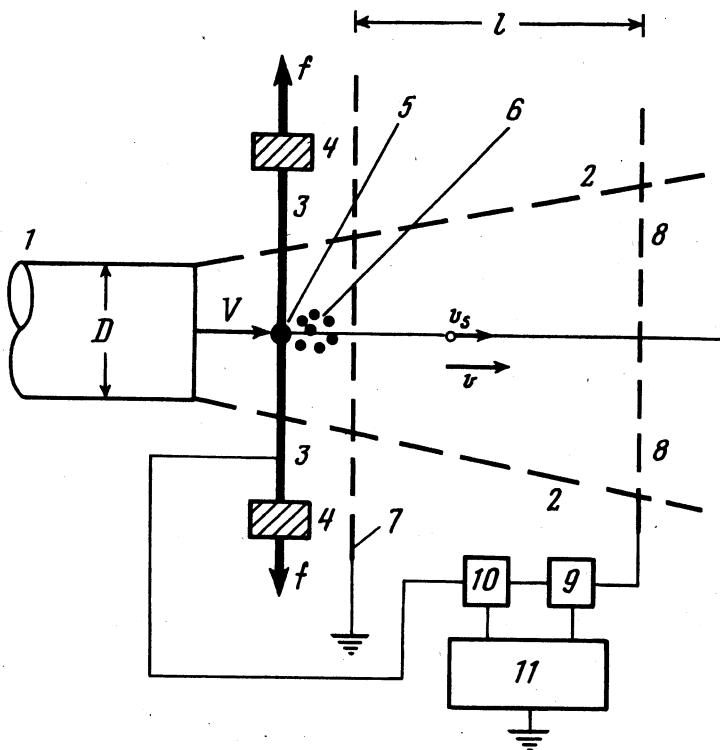
Проведено экспериментальное исследование электрических эффектов, сопровождающих разрушение (разрыв) металлических тел в газодинамическом потоке. В качестве разрушаемых тел использовались разрываемые медные, стальные и алюминиевые проволоки диаметром 1–3 мм, помещенные в турбулентную газодинамическую струю. Показано, что в электрической цепи, заземляющей проволоку, появляется электрический сигнал, обусловленный возникновением заряженных частиц при разрушении материала. Зафиксировано появление электрического сигнала через время порядка газодинамического пролетного времени на сеточном зонде, установленном ниже по потоку от разрушаемой проволоки. Этот сигнал обусловлен движением вниз по потоку под действием аэродинамических сил заряженных микрочастиц, образующихся при разрушении проволоки. На основе экспериментальных данных и проведенных траекторных расчетов движения заряженных микрочастиц определены аэродинамические диаметры частиц. Выполненные исследования открывают возможность определения начала разрушения тел с помощью электрических зондов, установленных вне разрушаемого тела.

При механическом разрушении металлических тел (образовании в теле трещин, разрыве тела) возникают микрочастицы. Основным полученный в статье физический результат состоит в том, что эти частицы или по крайней мере часть из них являются заряженными и сигнал от них может фиксироваться специальными зондами-антеннами.

Ниже описаны проведенные эксперименты и приближенные траекторные расчеты движения частиц, на основе которых определены их аэродинамические диаметры.

1. Экспериментальные результаты. Различные аспекты проблемы образования частиц при разрушении материалов были изучены с помощью специальной экспериментальной установки, показанной на фиг. 1. Из сопла 1 истекает турбулентная газодинамическая струя 2, поперек которой установлена металлическая (алюминиевая, медная или стальная) проволока 3 диаметром $d = 1\text{--}3$ мм, растягиваемая вплоть до разрыва силами f . Концы проволоки заделаны в высоковольтные изоляторы 4. В окрестности точки 5 разрыва проволоки появляются частицы 6, которые сносятся газодинамической струей вниз по потоку, где установлены проникаемый для частиц экран 7 и основной измерительный элемент – сеточный зонд 8. Заземленный экран 7 защищает зонд 8 от электромагнитных возмущений, возникающих при разрыве проволоки. Электрические сигналы от зонда 8 и от проволоки 3 усиливаются в блоках 9 и 10 и регистрируются двухканальным осциллографом 11.

Было проведено несколько серий экспериментов. В экспериментах первой серии отсутствовали газодинамический поток и измерительный сеточный зонд. Схема эксперимента показана на фиг. 2. В электрическую цепь проволоки введены проводник 12 и упругий компенсатор 13 для исключения влияния пьезоэлектрических эффектов. Над разрываемой проволокой установлена сплошная металлическая ан-



Фиг. 1. Схема основной экспериментальной установки

тенна 14, сигнал которой усиливается в блоке 15. Для увеличения амплитуды сигнала антенны также использовался металлический экран, установленный над антенной. В целях исключения попадания на антенну частиц, образующихся при разрыве проволоки, последняя окружалась диэлектрическим экраном. Металлический и диэлектрический экраны на фиг. 2 не показаны.

На фиг. 3 показаны характерные формы регистрируемых двухканальным осциллографом 11 сигналов в цепи разрываемой проволоки А и в цепи антенны В.

Отметим три важных экспериментальных результата.

Во-первых, сигнал А является отрицательным, т.е. возникающие при разрушении проволоки заряженные частицы имеют положительный заряд. Сигнал антенны В, как и следовало ожидать, является знакопеременным.

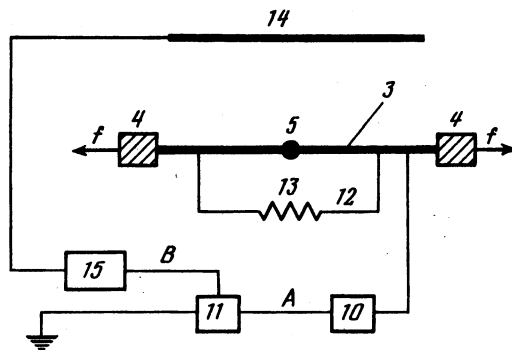
Во-вторых, амплитуда сигнала в цепи разрываемой проволоки растет с увеличением ее диаметра.

В-третьих, в экспериментах зафиксирована зависимость амплитуд сигналов А и В от материала проволоки. При одинаковом диаметре проволоки и одинаковых условиях ее разрыва, проволоки из стали, меди и алюминия характеризуются последовательно возрастающими амплитудами этих сигналов.

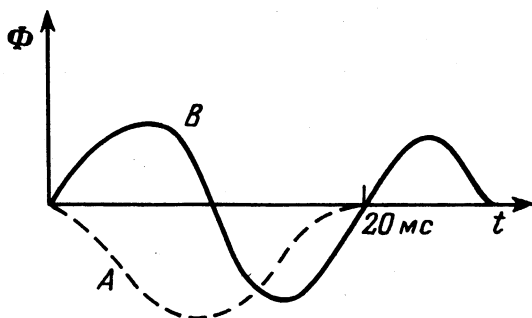
Из приведенных на фиг. 3 зависимостей $\Phi(t)$, где Φ – потенциал на сопротивлении R двухканального осциллографа, следует, что длительности обоих сигналов по порядку величины одинаковы и составляют 10–30 мс. Это время намного больше, чем постоянная времени $t_c = RC$ (где C – емкость) электрической цепи осциллографа, которая при $R = 1$ МОм и $C = 40$ пкФ равна 40 мкс.

Дадим простейшее качественное объяснение полученных результатов.

Отрицательная величина сигнала А (фиг. 3) есть следствие известной электронной структуры металлов. При разрыве проволоки свободные электроны движутся по



Фиг. 2. Схема эксперимента по разрыву проволоки без внешнего потока



Фиг. 3. Типичные сигналы в цепи разрываемой проволоки *A* и в цепи антенны *B*

электрической цепи *A* на фиг. 2, обуславливая возникновение потенциала Φ на сопротивлении осциллографа. Образующиеся микрочастицы содержат ионы (в узлах кристаллической решетки), суммарное число которых больше числа оставшихся на частицах электронов. Таким образом, частицы оказываются положительно заряженными. Положительный "ток выноса" вылетающих при разрыве частиц равен току в цепи *A*.

Второй результат связан с тем, что при разрыве проволоки большего диаметра образуется большее число заряженных частиц и их "ток выноса" возрастает.

Третий результат может быть связан как с внутренними свойствами материалов (строение кристаллической решетки, электронная проводимость и т.д.), так и непосредственно с механикой разрушения тела. Этот круг вопросов достаточно сложен и требует специального анализа.

Опишем теперь основной эксперимент, когда разрушаемое тело – проволока обтекается турбулентной воздушной струей, в которой ниже по потоку поперек струи установлен сеточный зонд δ , размер которого больше данного сечения струи (см. фиг. 1). На этом зонде через некоторое время после начала сигнала в цепи разрываемой проволоки также появляется электрический сигнал. Для его интерпретации необходимо провести анализ "электрического" взаимодействия частиц с плоскостью, моделирующей сеточный зонд.

2. Качественная теория сеточного зонда. В экспериментах в качестве зондов использовались мелкочастистые сеточные электроды с прозрачностью 0,95, которые незначительно возмущали газодинамический поток и практически не задерживали вброшенные в поток мелкие микрочастицы. (Крупные частицы, конечно, могли непосредственно попадать на проволоку сетки.) Малый размер ячейки позволял приближенно считать плоскость зонда эквипотенциальной поверхностью.

Изложим простейшую теорию зонда, используя методологию, развитую в [1, 2]. Пусть зонд соединен с землей электрической цепью с постоянными сопротивлением R и емкостью C . Основное уравнение для определения потенциала Φ (на сопротивлении R) имеет вид [2]

$$C \frac{d\Phi}{dt} + \frac{\Phi}{R} = -\frac{dQ^\circ}{dt} \quad (2.1)$$

Здесь Q° – наводимый на зонде заряд при условии, что его потенциал равен нулю. Уравнение (2.1) записано в предположении, что частицы и окружающие объекты не оказывают влияния на емкость системы. В рассматриваемой задаче имеется два характерных времени: постоянная времени электрической цепи $t_c = RC$ и время пролета частицы $t_p \sim l/v_s$, где l и v_s – характерный размер области движения частиц и их характерная скорость соответственно. При условии, что $l \sim C$, отношение $\kappa \equiv t_c/t_p \sim Rv_s$. В проводимых экспериментах $R = 1$ МОм, $v_s \leq 50$ м/с и $\kappa \sim 10^{-3} \ll 1$. При этом уравнение (2.1) упрощается и переходит в соотношение

$$\Phi = -R \frac{dQ^\circ}{dt} \quad (2.2)$$

Формулы (2.1) и (2.2) показывают, что для определения потенциала $\Phi(t)$ необходимо иметь информацию о величине наводимого на зонде заряда Q° .

Рассмотрим движение одиночного точечного заряда Q (для определенности – положительного) в перпендикулярном к плоскости зонда направлении. При его подлете к зонду на последнем начинает наводиться отрицательный поверхностный заряд Q° , абсолютная величина которого возрастает по мере приближения заряда к зонду. В стадии отлета заряда от зонда абсолютная величина заряда Q° постепенно уменьшается до нуля.

Типичная качественная зависимость от времени величины $\Phi = -R(dQ^\circ/dt)$ показана на фиг. 4, а. Точка $t = t_1$, в которой эта величина равна нулю, соответствует моменту пересечения зарядом плоскости зонда. Заметим, что график на фиг. 4, а имеет такой же вид, как и график в статье [2], описывающий регистрируемый сигнал при пролете одиночной заряженной частицы мимо сферического зонда.

Полученная зависимость является приближенной. Она соответствует взаимодействию движущегося с постоянной скоростью точечного заряда с проводящей плоскостью и, естественно, плохо описывает эффект поляризации сетки при непосредственном пролете заряда через плоскость зонда.

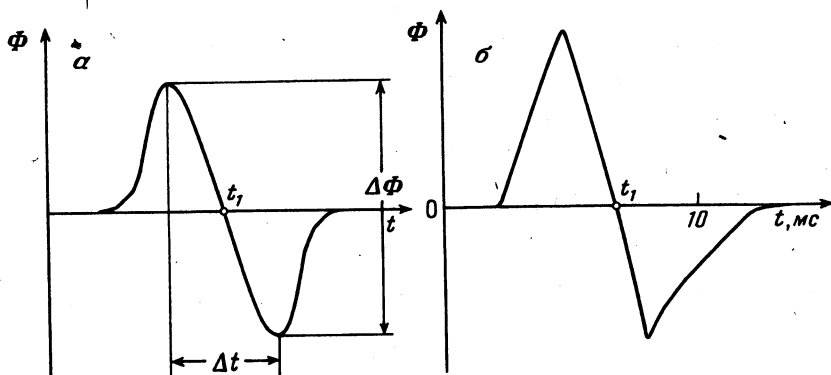
На графике представленной зависимости можно выделить характерные величины: максимальную амплитуду $\Delta\Phi$ и время Δt между максимумом и минимумом этой кривой.

В реальной ситуации в окружающем зонд пространстве имеются и другие проводящие поверхности, частица имеет конечный размер a , и в непосредственной близости частицы от поверхности зонда необходимо учитывать размер ячейки δ . Система определяющих параметров включает величины: $Q, C, R, v_s, a, \delta, l_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, \dots$), где l_α – входящие в задачу другие характерные геометрические размеры, v_s – характерная скорость. С помощью теории подобия и размерности [3] получим

$$\Delta\Phi = \frac{Q}{C} F(Rv_s, \Gamma), \quad \Delta t = \frac{C}{v_s} G(Rv_s, \Gamma) \quad (2.3)$$

Здесь Γ – совокупность характеризующих задачу безразмерных геометрических параметров.

Учитывая, что для условий эксперимента параметр $\kappa = Rv_s$ – малая величина, предполагая функции F и G аналитическими по параметру κ в окрестности точки $\kappa = 0$



Фиг. 4. Теоретический (а) для пролета одной частицы и типичный экспериментальный (б) сигналы на зонде-антенне

и раскладывая эти функции в ряд по x (при этом разложение функции F надо начинать с члена порядка x , а функции G – с члена нулевого порядка [2]), находим соотношения

$$\Delta\Phi = \frac{QRv_s}{C} \alpha(\Gamma), \quad \Delta t = \frac{C}{v_s} \beta(\Gamma) \quad (2.4)$$

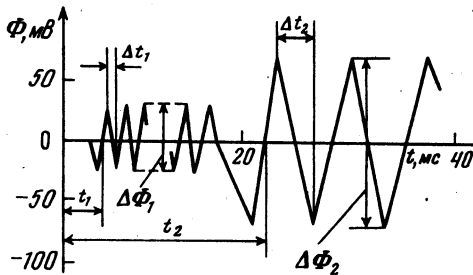
Рассмотрим теперь экспериментальные результаты с точки зрения развитой теории.

На фиг. 4, б представлена одна из полученных экспериментальных зависимостей сигнала на сеточном зонде. Эта зависимость качественно совпадает с теоретически предсказанной функцией $\Phi(t)$ (фиг. 4, а).

При варьировании условий эксперимента были получены и другие, более сложные формы электрических сигналов сеточного зонда. На фиг. 5 представлена одна из таких зависимостей. Из этой фигуры следует, что имеются две группы сигналов с характерными величинами $(\Delta\Phi)_1, (\Delta t)_1, t_1$ и $(\Delta\Phi)_2, (\Delta t)_2, t_2$, причем вторая группа сигналов характеризуется большими значениями указанных величин. Эти группы сигналов соответствуют движению двух групп заряженных частиц, причем первая частица в каждой группе пересекает плоскость зонда в моменты времени t_1 и t_2 соответственно. Такая ситуация может иметь место, если размеры частиц второй группы больше, чем первой, и вследствие их большей инерционности их скорости меньше, чем скорости частиц первой группы. Очевидно также, что большая величина $(\Delta\Phi)_2$ соответствует большему электрическому заряду частиц второй группы.

3. Расчетные исследования. Были проведены расчеты движения частиц в газодинамическом потоке при следующих предположениях. Частицы не взаимодействуют друг с другом, стартуют в сечении разрываемой проволоки в один и тот же момент времени с нулевой начальной скоростью и движутся по оси струи. Наличие частиц и электрические эффекты не оказывают влияния на газодинамическое течение, так что поле осредненной скорости v является известным и соответствует затопленной турбулентной струе. Влияние турбулентных пульсаций на движение частиц несущественно. Закон аэродинамического сопротивления частиц соответствует сферической частице. Сделанные предположения дают возможность рассматривать движение только одной сферической частицы (движение других частиц при этом является идентичным).

При известных расстоянии l и времени t_1 движения частиц между плоскостями разрываемой проволоки и сеточного зонда, на основе траекторных расчетов можно определить аэродинамический диаметр частиц d_s . Для экспериментальных условий, при



Фиг. 5. Экспериментальный сигнал на зонде-антенне при пролете двух групп частиц

тельной на конечном интервале времени и равной нулю вне этого интервала. Такой вид сигнала соответствует непосредственному попаданию частиц на проволоку сеточного зонда. Путем интегрирования этого сигнала при известном сопротивлении R , был найден воспринимаемый проволокой зонда суммарный электрический заряд, который составил $3,5 \cdot 10^{-13}$ Кл. Предполагая, что заряд частицы ограничивается только ее коронированием, и определяя электрическое поле коронирования E_* для сферической частицы [4] с размером $d_s = 4$ мкм, можно найти критический (максимально возможный) заряд одной частицы $Q_* = \frac{1}{4} d_s^2 E_* = 5 \cdot 10^{-14}$ Кл. Деля суммарный электрический заряд на заряд Q_* , находим, что минимальное число частиц в сгустке для рассмотренных условий равно 7.

С помощью расчетов были также определены аэродинамические диаметры для частиц первой и второй групп на фиг. 5. Они оказались равными ~ 4 и ~ 400 мкм соответственно.

Экспериментальные данные на фиг. 5 и соответствующие проведенные расчеты дают возможность сопоставить теоретические, расчетные и экспериментальные результаты. Если в зависимости $\beta(\Gamma)$ в формуле (2.4) геометрический параметр, в который входит размер частиц, оказывается несущественным, то при одинаковых других геометрических параметрах находим

$$v_{s1} / v_{s2} = (\Delta t)_2 / (\Delta t)_1 \quad (3.1)$$

Отношение скоростей в формуле (3.1) может быть определено на основе проведенных траекторных расчетов. Отношение времен в этой формуле находится с помощью данных, приведенных на фиг. 5. Расчетные и экспериментальные данные совпадают с точностью 25–30%.

Заключение. Проведено экспериментальное исследование электрических эффектов при разрыве металлических тел (проволок), обтекаемых газодинамическим потоком. Обнаружен важный эффект – возникновение *заряженных* частиц при механическом разрушении тел. Показано, что в электрических цепях разрываемой проволоки и установленной над ней антенны практически мгновенно возникают электрические сигналы, что позволяет определять момент начала разрушения тел. При наличии газодинамического потока заряженные частицы вследствие действия аэродинамических сил сносятся вниз по потоку и могут быть зарегистрированы с помощью специальных зондовых устройств. Это открывает возможность производить диагностику разрушения тел с помощью измерительных систем, находящихся *вне* разрушаемого тела. Проведены траекторные расчеты движения частиц, которые вместе с результатами электрических зондовых измерений дали возможность определить аэродинамические размеры частиц, возникающих при разрушении материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01450).

которых была получена зависимость $\Phi(t)$ на фиг. 4, б, расчетные значения $d_s \approx 4$ мкм. При этом величина d_s не зависит от скорости турбулентной струи на срезе сопла, т.е. размер образующихся при разрыве проволоки частиц, как и следовало ожидать, оказался независимым от скорости потока, обтекающего разрываемую проволоку.

В большинстве экспериментов регистрируемый сигнал зонда имел вид, показанный на фиг. 4, б. Однако в ряде случаев функция $\Phi(t)$ была иной: положи-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ватажин А.Б., Рушайло А.М.* Электростатический зонд для регистрации заряженных частиц в газодинамическом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 72–81.
2. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Проблема бесконтактной электростатической диагностики состояния авиационных двигателей. Теоретическое и лабораторное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 83–95.
3. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987. 432 с.
4. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.

Москва
E-mail: vatazhin@ciafm.ru

Поступила в редакцию
1.XII.1998