

УДК 532.529.6: 537.221

© 2003 г. А. Б. ВАТАЖИН, Д. А. ГОЛЕНЦОВ, В. А. ЛИХТЕР

**ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА РАЗРУШЕНИЯ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ**

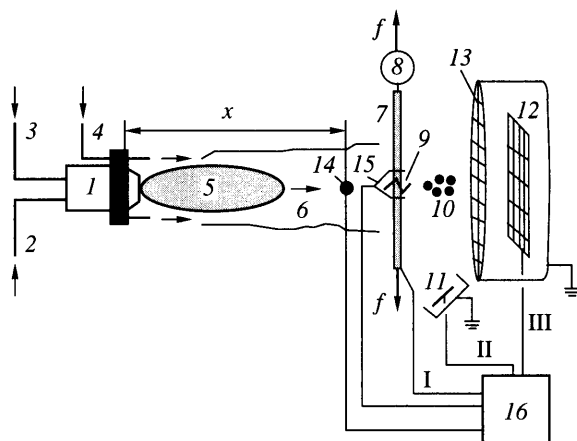
Получены новые результаты по исследованию электрических аспектов разрушения металлических тел в газодинамическом потоке. В основе исследований и разрабатываемого на их основе диагностического метода лежит обнаруженный авторами новый принципиальный эффект: микрочастицы, образующиеся при разрушении металлических образцов (разрыве стержней), в основном оказываются одноименно (положительно) заряженными. В том случае, когда разрушающийся элемент обтекается газодинамическим потоком, образовавшиеся заряженные частицы выносятся им в окружающее пространство, и генерируемое частицами электрическое поле регистрируется специальными зондами-антеннами. Проведены измерения электрических сигналов, возникающих при разрыве металлических стержней из различного материала, установленных в высокотемпературной струе продуктов сгорания. Получена приближенная теоретическая зависимость суммарного заряда образовавшихся при разрыве частиц от прочностных свойств материала разрываемых стержней.

Ключевые слова: поток газа, разрушение тел, заряженные микрочастицы, регистрация частиц, электрическая диагностика.

В работе [1] было впервые показано, что суммарный электрический заряд микрочастиц, возникающих при разрушении металлических тел, оказывается положительным. Если тело обтекается газодинамическим потоком, то этот заряд выносится им от места разрыва в окружающее пространство, где создает нестационарное электростатическое поле, которое может быть зарегистрировано специальными зондами, установленными либо внутри, либо вне газодинамического потока.

Обнаруженный эффект оказался весьма привлекательным с точки зрения диагностики начала разрушения металлических тел. Действительно, если имеется некоторая закрытая для внутреннего наблюдения система с металлическими элементами и из нее истекает газодинамическая струя, вне которой установлены регистрирующие электрическое поле устройства, то появление на них электрического сигнала может свидетельствовать о механическом повреждении внутренних элементов системы. Более точно, возникновение электрического сигнала на регистрирующих устройствах – необходимое (но недостаточное) условие начала разрушения указанных элементов.

В работе [1] основное внимание было сосредоточено на проблеме регистрации электрических сигналов, возникающих при разрушении металлических тел и при движении в газодинамическом потоке образовавшихся при этом заряженных частиц, и на предварительном обосновании предлагаемого метода диагностики начала разрушения тел. В дальнейших исследованиях была продемонстрирована работоспособность предложенного метода применительно к разрушению элементов авиационного двигателя. Изучалось принудительное разрушение ступени компрессора, представляющей собой рабочее колесо с титановыми лопатками, вращающимися с лопаточной частотой $\omega = 500\text{--}1200$ Гц. Для имитации процессов разрушения через отверстие в кожухе колеса в радиальный зазор вводился стержень из материала, заведомо менее прочного, чем материал лопатки. При каждом контакте лопаток и стержня происходило его последовательное разрушение с образованием заряженных микрочастиц, которые выносились газодина-



Фиг. 1. Схема высокотемпературной установки: 1 – газовая горелка, 2 и 3 – магистрали подачи пропана и воздуха, 4 – подача спутного холодного воздуха, 5 – пламя, 6 – продукты сгорания, 7 – разрываемый стержень, 8 – динамометр, 9 – место разрыва стержня, 10 – образующиеся при разрыве стержня микрочастицы, 11 – зонд-антенна, 12 – сеточный зонд, 13 – экранирующая сетка, 14 и 15 – термопары, 16 – измерительная система

мическим потоком за срез рабочего колеса и регистрировались специальными зондами. В спектре мощности регистрируемого сигнала четко выделялись максимумы на лопаточной частоте ω и кратных частотах¹.

После подтверждения работоспособности предложенного диагностического метода возникла задача более общего физического исследования электрических аспектов разрушения тел в газодинамическом потоке. Результаты такого исследования и представлены в настоящей работе. Эксперименты проводились на специальной высокотемпературной установке. Были выяснены зависимости интенсивности регистрируемых в эксперименте электрических сигналов от материала, размеров и температуры разрушаемых металлических образцов и сделаны теоретические обобщения.

1. Экспериментальная установка и температурные измерения. Схема установки показана на фиг. 1. Высокотемпературный поток газа создается в результате сгорания пропана в воздухе. В газовую горелку 1 пропан и воздух подаются по магистралям 2 и 3 соответственно. В зону горения через систему трубочек 4 (расположенных по окружности) подается холодный воздух для создания горизонтального пламени 5 и горизонтального движения продуктов сгорания 6 (для преодоления сил плавучести). Наличие спутного потока воздуха позволяет варьировать коэффициент избытка воздуха, полноту сгорания и температуру потока, а также работать на холодном воздухе при выключенной горелке. В этом случае достигается максимальная скорость потока до 60 м/с.

В качестве разрушаемых металлических образцами тел использовались стержни 7 диаметром 0.5–2 мм из различного материала (алюминий, медь, хромель, сталь), устанавливаемые в потоке продуктов сгорания. Стержни разрывались растягивающей силой f , величина которой измерялась динамометром 8. Для того чтобы место 9 разрыва стержня находилось на оси потока, на стержень в нужном месте предварительно нано-

¹ Экспериментальная работа по электрическим методам диагностики принудительного разрушения колеса компрессора была проведена авторами настоящей статьи и сотрудниками ЦИАМ А.З. Агушевичем, В.Б. Сахаровым и Л.И. Смирновым.

силась насечка. Растяжение стержней (вплоть до их разрыва) производилось плавно, в течение 2–3 с. Образующиеся при разрыве образца положительно заряженные микрочастицы 10 сносятся движущимся газом вниз по потоку.

В экспериментах регистрировалось три вида электрических сигналов, возникающих при разрыве стержня.

Прежде всего измерялся ток (сигнал I) в цепи разрушаемого образца. Этот сигнал возникает одновременно с началом непосредственного разрыва образца. На предшествующем этапе его растяжения токовый сигнал отсутствует. В экспериментах измерялся ток, стекающий с двух половин стержня, образующихся при его разрыве. Для этого оба конца стержня объединялись медным проводником, обеспечивающим после разрыва стержня единую электрическую цепь: половина стержня – медный проводник, другая половина стержня – вход измерительного прибора с сопротивлением R – земля.

Второй сигнал (сигнал II), который условно назван электромагнитным, регистрировался зондом-антенной 11, отстоящей от стержня на расстояние 10 см и ориентированной своим чувствительным элементом на место разрыва.

Третий сигнал (сигнал III), регистрируемый сеточным зондом 12, является электростатическим сигналом, возникающим при пролете около зонда 12 ступка заряженных частиц 10. Перед зондом 12 расположена сетка 13, которая электрически экранирует зонд 12 от места разрыва стержня. Сетки 12 и 13 обладают большой прозрачностью, что позволяет практически беспрепятственно проходить через них газодинамическому потоку и частицам 10. Зонд 12 начинает "чувствовать" заряженные частицы только после их пересечения экранирующей сетки 13.

Все указанные сигналы регистрировались и обрабатывались с помощью системы ONO SOKKI (блок 16), производящей статистическую обработку сигнала на основе быстрого преобразования Фурье.

Температурное поле в потоке продуктов сгорания определялось с помощью стандартной хромель-копелевой термопары 14. Различные значения температуры стержня достигались путем его установки в различных сечениях потока продуктов сгорания. Температура стержня вблизи сечения его разрыва измерялась до разрыва, после выхода стержня на стационарный тепловой режим, специальной термопарой 15 с "разнесенным спаем".

Эта термопара имеет концы, представляющие собой тонкие проволоки из хромеля и алюминия, которые раздельно наматываются на стержень. Концы термопары либо снимались со стержня 7 после измерения его температуры, но до его разрыва, либо все время оставались на стержне. Влияния концов термопары 15 на измерение электрических сигналов в экспериментах не было замечено.

База Δz (внутри которой находится сечение разрыва) между концами термопары должна быть малой и в экспериментах составляла 2–3 мм. Термопара 15 измеряет некоторую среднюю температуру на базе Δz . Вследствие тепловой инерционности стержня такое измерение его температуры мало чувствительно к пульсациям температуры в набегающем на стержень газодинамическом потоке.

Температуру стержня можно было бы измерять с помощью заделанной в нем (в месте предполагаемого разрыва) микротермопары. Но, во-первых, наличие последней в разрываемом образце могло бы оказать влияние на электрические процессы вблизи сечения разрыва стержня, а во-вторых, микротермопара при разрыве стержня повреждается и уже не может вторично использоваться. Так как в экспериментах производится разрыв многих десятков стержней, то использование заделанных микротермопар становилось экономически невыгодным.

При интерпретации температурных измерений необходимо учитывать то обстоятельство, что горячий газодинамический поток охватывает только центральную часть стержня, а его остальная часть соприкасается с достаточно холодной окружающей средой. Вследствие того, что концы стержня, заделанные в крепежных и растягивающих

устройствах, имеют низкую температуру, а теплопроводность металлов высокая, вдоль стержней от их центральной части к периферической протекает тепловой поток.

Поэтому температура стержня-цилиндра в его критической точке должна быть меньше температуры торможения набегающего горячего потока. (Температура газа и его температура торможения практически равны вследствие малости числа Маха.) Эта разность температур создает тепловой поток, идущий от газа в стержень.

Теоретическое продольное изменение температуры в стержне находилось из решения модельной задачи об одномерном стационарном температурном поле в стержне. При этом задавались распределения вдоль поверхности стержня коэффициентов теплоотдачи от горячего газа к центральной части стержня и от периферической части стержня к окружающему холодному газу; распределения вдоль поверхности стержня температуры горячего и холодного газа; температура стержня в его концевой части. В простейшем случае эти распределения могут быть приняты кусочно-постоянными, и тогда легко найдется аналитическое решение. В экспериментах распределение температуры на поверхности стержня находилось с помощью метода термокрасок. Экспериментальные и теоретические результаты показывают, что температура стержней в критической точке на несколько сотен градусов (в зависимости от материала стержня) меньше, чем температура набегающего потока. Изменение температуры стержня на малом участке $\Delta z = 2-3$ мм, включающем центральное сечение, незначительно.

2. Интерпретация электрических сигналов. Все электрические сигналы (сигналы I, II, III) регистрировались в виде временных разверток напряжения $\Phi(t)$ на сопротивлении R измерительного прибора. Типичные экспериментальные зависимости $\Phi(t)$ для этих сигналов представлены на фиг. 2, а, б и в соответственно.

Проанализируем сигнал I. Электрический заряд $Q^*(t)$, находящийся в момент t в системе, состоящей из двух половин разорванного стержня и соединяющего их медного проводника, находится из уравнения

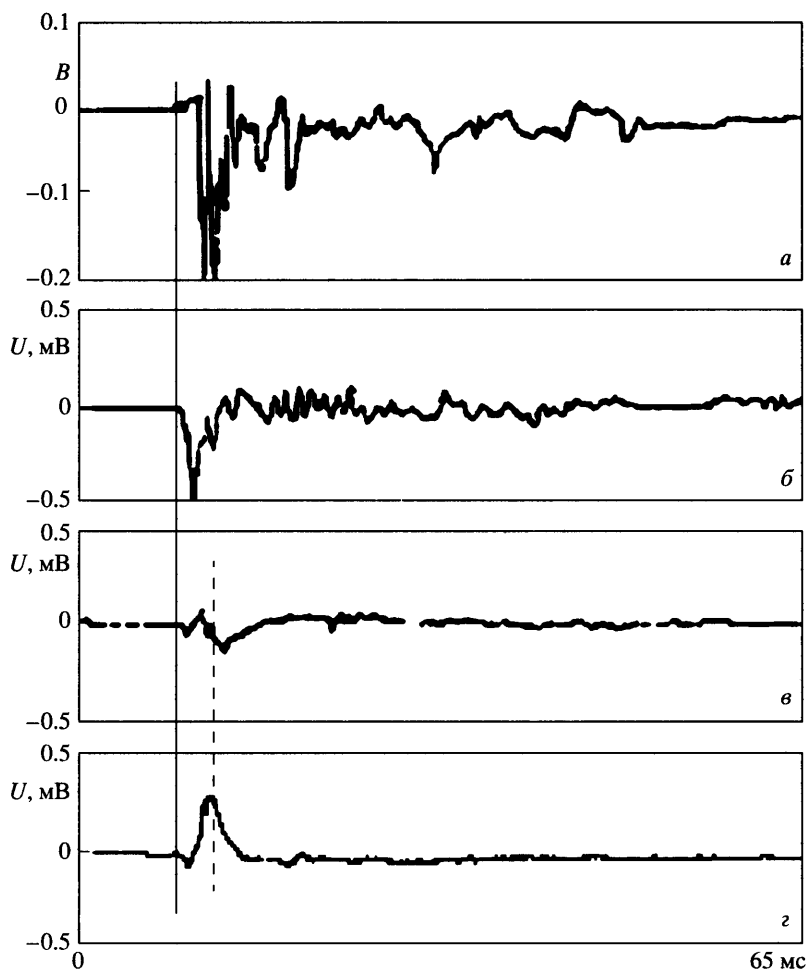
$$\frac{dQ^*}{dt} = -(I + I'), \quad I = \frac{\Phi}{R}, \quad Q^*(0) = 0 \quad (2.1)$$

Здесь $I(t)$ – ток, стекающий через измерительный прибор на землю, $I'(t)$ – ток, "уносимый" с концов двух половин стержня возникающими при его разрыве заряженными частицами. Граничное условие отражает то обстоятельство, что в начальный момент времени (непосредственно перед разрывом стержня) его суммарный заряд равен нулю. В конце процесса стекания тока с рассматриваемой системы заряд Q^* также равен нулю. Интегрируя (2.1) в пределах от $t = 0$ до $t = \infty$, находим, что

$$-\int_0^{\infty} \frac{\Phi(t)}{R} dt = \int_0^{\infty} I'(t) dt = Q \quad (2.2)$$

где Q – суммарный электрический заряд, уносимый частицами. Для типичной осциллограммы $\Phi(t)$ (фиг. 2, а) интеграл от $\Phi(t)$ на интервале $[0, \infty)$ является отрицательной величиной. Поэтому заряд Q – положителен, и это указывает на то, что образующиеся при разрыве частицы в основном заряжены положительно. Типичное значение суммарного, уносимого частицами заряда Q при разрыве стержней диаметром 1 мм в холодном газодинамическом потоке составляет $\sim 10^{-10}$ Кл.

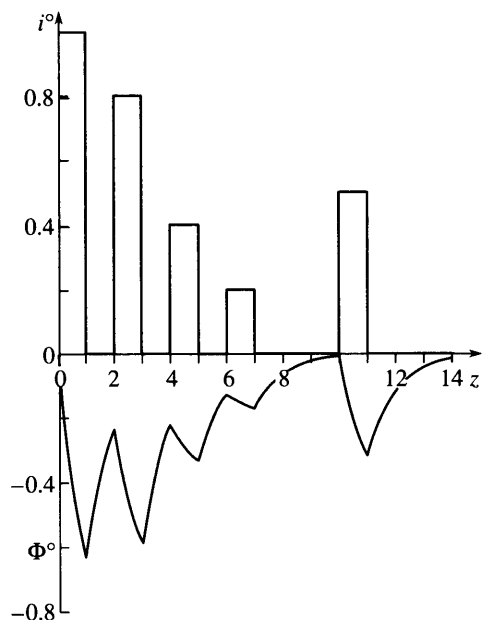
Анализ осциллограммы на фиг. 2, а показывает, что функция $\Phi(t)$, оставаясь отрицательной, изменяется немонотонно. Это может свидетельствовать о том, что "сход" частиц с разрываемого образца происходит отдельными порциями. Для подтверждения этого предположения рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть ток $I'(t)$ аппроксимируется кусочно-постоянной функцией, показанной на фиг. 3, а. На этой фигуре $i^\circ = I'/I'_*$, где I'_* – характерная величина тока, уносимого частицами с двух половин



Фиг. 2. Временные развертки сигналов U : a – в цепи разрываемого образца (сигнал I), $б$ – электромагнитный сигнал II, $в$ – электростатический пролетный сигнал III, $г$ – сигнал III с сеточного зонда, при непосредственном попадании на него заряженного сгустка. Образец стальной, диаметр 1.1 мм; $T = 300$ К. Сплошная линия – момент разрыва, пунктирная линия – момент пролета заряженных частиц мимо сеточного зонда

стержня. Полагая, что $Q^* = C\Phi$, где C – емкость системы, и интегрируя уравнение (2.1), находим зависимость $\Phi(t)$, которая представлена на фиг. 3,б. Здесь $\Phi^0 = C\Phi/\tau I'_*$, $\tau = RC$. Эта зависимость качественно воспроизводит особенности экспериментальных временных разверток сигнала I – тока, протекающего в цепи измерительного прибора. На участках, где $I' = \text{const}$, сигнал $\Phi(t)$ "идет вниз"; на участках, где $I' = 0$ (временно прекращается унос частиц), сигнал $\Phi(t)$ "идет вверх". Таким образом, наличие нескольких отрицательных пиков на экспериментальных временных развертках указывает на существование нескольких временных отрезков схода частиц, разделенных участками, на которых сход частиц отсутствует или достаточно мал.

Рассмотрим теперь сигналы II и III. Эти электромагнитные сигналы, создаваемые возникшими при разрыве стержня и увлекаемыми газом заряженными частицами, в



Фиг. 3. Модельная временная зависимость тока i° , уносимого частицами с разрывае-мого образца, и соответствующая временная расчетная зависимость потенциала Φ° в электрической цепи образца, $z = t/\tau$

общем случае описываются теорией [2]. В соответствующие выражения входит безразмерная величина r/ct , где c – скорость света в вакууме, t – время, r – некоторое, меняющееся со временем, расстояние, по порядку величины равное расстоянию между сгустком частиц и точкой расположения зонда. Для условий эксперимента $r < 1$ м, $t > 1$ мкс, и величина $(r/ct) < 0.003$. С увеличением t указанное отношение оказывается еще меньше. В этом случае электромагнитный сигнал становится электростатическим сигналом, описываемым уравнением $\Delta\phi = -4\pi q$, где ϕ – электрический потенциал, q – плотность объемного электрического заряда, зависящая от координат и времени и определяемая меняющейся со временем конфигурацией заряженных микрочастиц.

Сигнал II регистрируется зондом 11 (см. фиг. 1), чувствительный элемент которого "направлен" на место разрыва стержня и воспринимает сигналы от частиц, которые находятся в зоне "видимости" зонда. (Сигналы от других частиц теоретически отличны от нуля, но практически несущественны.) Зависимость $\Phi(t)$ на фиг. 2,б можно качественно воспроизвести с помощью уравнения для электрического потенциала, создаваемого заряженными частицами, и теории зонда-антенны [1, 3].

Электростатический сигнал III на прозрачном сеточном зонде 12 воспринимается от сгустка заряженных частиц после прохождения им прозрачной экранирующей сетки 13. Приближенная теория сеточного зонда изложена в [1]. В предположении малого времени стекания заряда с сеточного зонда сигнал от положительно заряженного сгустка частиц (который в теории аппроксимируется точечным положительным зарядом) сначала возрастает от нуля, достигает максимума, затем убывает, переходит через нуль (в момент времени, когда заряд пересекает плоскость зонда) и далее, становясь отрицательным, достигает минимума, а затем возрастает, выходя на асимптотическое, равное нулю, значение. Описанное теоретическое изменение сигнала согласуется с характером временной развертки сигнала на фиг. 2,в. В том же (достаточно редком) слу-

чае, когда положительный заряд непосредственно попадает на тонкую проволочную нить сетоного зонда 12, функция $\Phi(t)$ для сигнала III всюду положительна и имеет один максимум (фиг. 2,з).

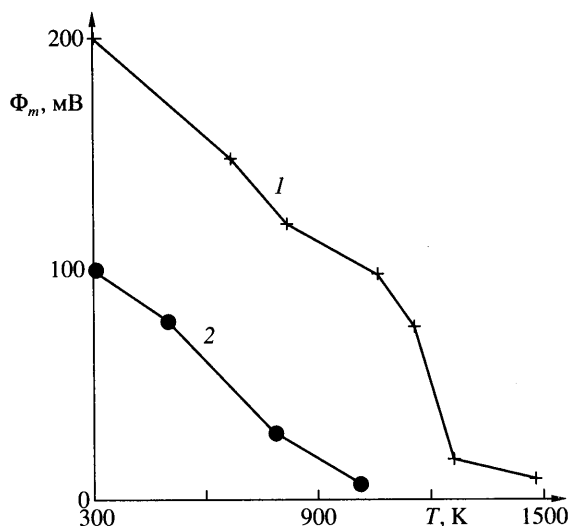
3. Разрыв стержней в холодном газодинамическом потоке. Временные развертки $\Phi(t)$ электрических сигналов на фиг. 2 были получены при разрыве стальных стержней диаметром 1.1 мм в потоке с температурой $T = 293$ К, создаваемом на установке при отсутствии подачи пропаново-воздушной смеси и подаче только холодного воздуха по системе 4 (см. фиг. 1). Вертикальная штриховая линия показывает момент пересечения сгустком частиц плоскости сетоного зонда 12. Обратим внимание на то, что сигналы ϵ и z начинают регистрироваться не в момент появления сигналов a и b (сплошная вертикальная линия), а с некоторой временной задержкой, которая должна равняться времени движения микрочастиц от места разрыва стержня до экрана 13. Временной интервал между сплошной и штриховой вертикальными линиями соответствует времени движения микрочастиц от места разрыва стержня до сетоного зонда 12.

Для подтверждения последнего замечания был проведен расчет движения микрочастиц в осевом направлении при условии, что их начальная скорость в сечении расположения образца равна нулю, а сопротивление определяется законом Стокса. Использовались следующие экспериментальные данные: расстояние между плоскостью расположения образца и экраном 13 составляло 6 см, а расстояние между экраном 13 и зондом 12 – 2 см. Скорость газа в сечениях расположения образца, экрана и зонда составляла 60, 25 и 15 м/с, соответственно. Диаметр частиц, согласно данным статьи [1], в которой экспериментально производился разрыв таких же, как в данной работе, стержней, был принят равным 4 мкм. Согласно проведенному расчету, время движения частицы от места разрыва до экрана равно 1.5 мс, а время ее движения от экрана до сетоного зонда – 2.5 мс. Эти результаты согласуются с экспериментальными данными на фиг. 2,в и г.

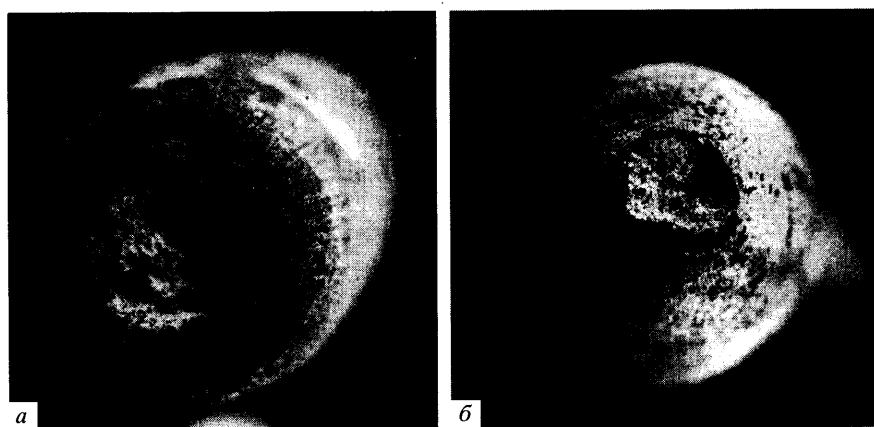
Эксперименты на холодном потоке были направлены на выяснение зависимостей максимальной амплитуды Φ_m регистрируемых электрических сигналов от материала разрываемых образцов и диаметра D их поперечного сечения. В экспериментах разрывались образцы из алюминия, меди, хромеля, стали и нержавеющей стали. Помимо максимальной амплитуды сигнала с помощью системы 16 на основе формулы (2.2) определялся суммарный электрический заряд Q образующихся микрочастиц. Ниже представлены значения Q для разрываемых образцов из различного материала, имеющих одинаковый диаметр $D = 1.1$ мм, и относительное изменение величины Q при увеличении диаметра разрываемого медного образца.

Материал	Алюминий	Медь	Хромель	Сталь
$Q, 10^{-10}$ Кл	1.16	3.3	7.9	10.3
$D, \text{мм}$	1	1.2	1.5	2
Q/Q_1	1	1.44	2.42	3.53

Основная особенность временных разверток $\Phi(t)$ регистрируемых сигналов при разрыве нагретых стержней – уменьшение амплитуды сигналов при увеличении температуры стержней. На фиг. 4 представлена максимальная амплитуда Φ_m сигнала I для стального и медного образцов в зависимости от их температуры. При увеличении температуры стального стержня от 300 до 1500 К и при увеличении температуры медного стержня от 300 до 1050 К величина Φ_m для обоих материалов уменьшается на порядок. Этот эффект объясняется развитием в стержнях в процессе их растяжения зон пластической деформации вблизи формирующегося сечения разрыва, уменьшением фактического диаметра этого сечения в момент разрыва и образованием меньшего по сравнению с разрывом холодного образца числа микрочастиц. Изменение площади сечения разрыва образца с ростом его температуры иллюстрируется фиг. 5, где пока-



Фиг. 4. Зависимость максимальной амплитуды Φ_m сигнала в цепи разрываемого стержня от его температуры: 1 – сталь, 2 – медь



Фиг. 5. Фотография разорванных стержней: $T = 1173$ К (а) и $T = 1273$ К (б)

заны полученные с помощью электронного микроскопа фотографии сечений разрыва стальных стержней диаметром 1.5 мм при $T = 1173$ К (слева) и при $T = 1273$ К (справа). Выбранный диапазон изменения температуры соответствует резкому изменению максимальной амплитуды сигнала Φ_m на фиг. 4 для стального образца в окрестности $T = 1200$ К. Фотографии показывают, что такое изменение Φ_m вызвано существенным уменьшением площади разрыва при столь небольшом (на 100 К) увеличении температуры стержня.

4. Теоретические оценки. Для теоретического предсказания величины суммарного заряда Q образовавшихся при разрыве материала микрочастиц необходимо иметь информацию о механике их образования и о процессе их электрической зарядки. Если основные черты процесса разрушения материала (образование внутри материала микротрещин, их развитие при хрупком или пластическом состоянии материала, выход

трещины на поверхность стержня, его разрыв) известны, то вопрос о количестве и дисперсных характеристиках возникающих при разрыве стержня микрочастиц, по-видимому, мало интересовал исследователей. (Это связано с тем, что образующиеся микрочастицы не оказывают никакого влияния на механику разрушения тела.) По всей видимости, не обсуждался и вопрос об электрической зарядке микрочастиц в условиях разрыва образца. Поэтому информация о детальном процессе образования и зарядки микрочастиц при разрыве материала, насколько известно авторам, в настоящее время отсутствует. Однако предполагая, что этот процесс в различных металлических телах развивается одинаковым образом, можно получить приближенную качественную зависимость заряда Q микрочастиц от некоторых характеристик рассматриваемой задачи, используя соображения теории подобия и размерности [4]. Для этого введем систему определяющих параметров задачи. При фиксированной температуре образцов она включает в себя величину σ – предел прочности материала на разрыв, диаметр образца D и другие, на данном этапе исследования еще не выясненные, размерные параметры, которые обозначим посредством ξ . Используя методологию [4], получаем следующие выражения

$$Q = D^2 \sqrt{\sigma} f \quad (\text{система СГС}), \quad Q = D^2 \sqrt{4\pi\epsilon_0 \sigma} f \quad (\text{система СИ}) \quad (4.1)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, f – безразмерная постоянная величина или безразмерная функция от безразмерных параметров, которые включают величины ξ , а также в общем случае величины D и σ . Однако если зависимость f от указанных безразмерных параметров не очень сильная, то зависимость заряда Q от D и σ в основном определяется множителями, стоящими перед f в формулах (4.1).

Ниже представлены значения σ для материалов, использованных в экспериментах, при температуре $T = 300$ К.

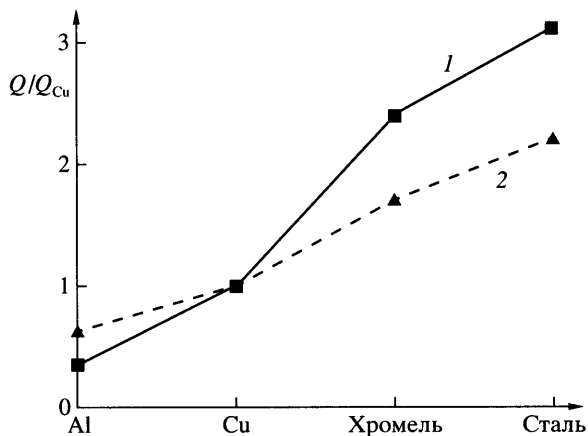
Материал	Алюминий	Медь	Хромель	Сталь
10^6 Н/м^2	9	23	67	112

Величина σ для указанной последовательности материалов монотонно возрастает. Поэтому, согласно (4.1), монотонно возрастает и величина Q , что коррелирует с изменением для этой же последовательности материалов экспериментального значения заряда Q (см. соответствующую таблицу в п. 3).

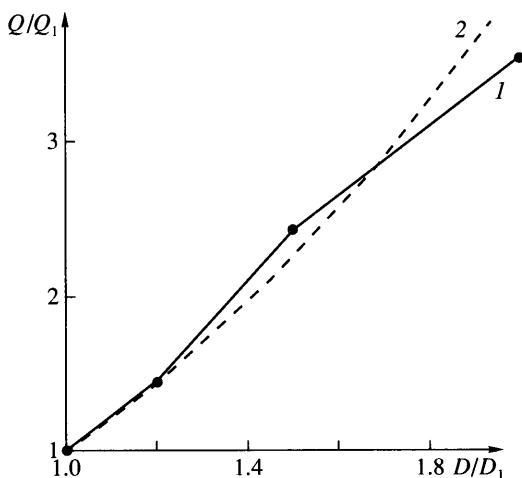
На фиг. 6 проведено более детальное сопоставление теоретических и экспериментальных результатов. Кривая 1 соответствует экспериментальным данным для отношения заряда Q к заряду Q_{Cu} для медного образца. Все образцы имели одинаковый диаметр $D = 1.1$ мм, и их разрыв происходил при одинаковой температуре $T = 300$ К. На этой же фигуре кривой 2 представлена теоретическая зависимость $Q/Q_{\text{Cu}} = \sqrt{\sigma/\sigma_{\text{Cu}}}$, которая следует из формулы (4.1) при $D = \text{const}$ в предположении, что величина f одинакова для всех материалов. Не очень сильное расхождение экспериментальных и теоретических данных свидетельствует о правильно выбранной методологии теоретического определения величины Q .

На фиг. 7 сравниваются теоретические и экспериментальные данные о влиянии диаметра D разрываемого в холодном потоке медного образца на суммарный электрический заряд образовавшихся микрочастиц. Согласно фиг. 7, теоретическая зависимость 2 не сильно отличается от экспериментальной зависимости 1.

Напомним, что формулы (4.1) получены для некоторой фиксированной температуры стержней. При их другой фиксированной температуре величина f будет уже иной. Однако если предположить, что изменение величины f при вариации температуры будет меньше, чем изменение величины σ , то зависимость заряда Q от температуры образца будет определяться зависимостью от нее величины $\sqrt{\sigma}$. Имеющиеся данные о



Фиг. 6. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) величины Q/Q_{Cu} , Q – суммарный заряд микрочастиц, образующихся при разрыве стержней из различного материала, Q_{Cu} – заряд при разрыве медного стержня



Фиг. 7. Влияние диаметра D разрываемого в холодном потоке медного образца на суммарный электрический заряд образовавшихся микрочастиц. $D_1 = 1.1$ мм, Q_1 – суммарный заряд частиц, образовавшихся при разрыве стержня диаметром 1.1 мм. Кривая 1 – экспериментальные результаты, 2 – квадратичная зависимость, соответствующая формуле (4.1)

прочностных характеристиках материалов [5] указывают, что величина σ является монотонно убывающей функцией температуры. Поэтому теоретическая зависимость $Q(t)$ также является монотонно убывающей функцией, что согласуется с экспериментальными данными на фиг. 4, если принять, что $\Phi_m \sim Q$.

Заключение. Дано развернутое теоретическое и экспериментальное обоснование электрического метода обнаружения начала разрушения тел в газодинамическом потоке. Проведены экспериментальные исследования разрыва металлических стержней из различного материала в потоке продуктов сгорания пропана в воздухе. Представле-

на теория электрических сигналов, генерируемых положительно заряженными микрочастицами, образующимися при разрыве образцов. С помощью теории подобия и размерности получена зависимость суммарного заряда возникших при разрыве микрочастиц от диаметра образца и предела прочности его материала. Теоретические данные оказались в хорошем качественном соответствии с экспериментальными результатами.

Работа проведена при финансовой помощи РФФИ (№ 02-01-00478).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Электрические аспекты проблемы разрушения тел в газодинамическом потоке // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 4. С. 74–80.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.
3. 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.
4. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1987. 432 с.
5. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.

Москва
ЦИАМ им. П.И. Баранова
E-mail: vatazhin@ciam.ru
likhter@ciam.ru

Поступила в редакцию
30.VII.2002